



La formation planétaire vue par Spitzer et le VLT

Johan Olofsson

► To cite this version:

Johan Olofsson. La formation planétaire vue par Spitzer et le VLT. Astrophysique [astro-ph]. Université Joseph-Fourier - Grenoble I, 2009. Français. NNT: . tel-00534116

HAL Id: tel-00534116

<https://theses.hal.science/tel-00534116>

Submitted on 8 Nov 2010

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

Thèse de doctorat de l'Université Joseph Fourier

Spécialité : Astronomie & Astrophysique

La formation planétaire vue par Spitzer et le VLT

Spectroscopie infrarouge et interférométrie proche infrarouge

Présentée par Johan OLOFSSON pour obtenir le diplôme de docteur
de l'Université Joseph Fourier

Thèse dirigée par Jean-Charles AUGEREAU
Et Jean-Louis MONIN

préparée au Laboratoire d'Astrophysique de Grenoble - OSUG
soutenue le 7 Décembre 2009

Jury :

<i>Rapporteurs :</i>	M. Thomas HENNING	- MPIA (Heidelberg)
	M. Matthieu GOUNELLE	- LMCM (Paris)
<i>Directeurs :</i>	M. Jean-Charles AUGEREAU	- LAOG (Grenoble)
	M. Jean-Louis MONIN	- LAOG (Grenoble)
<i>Examineurs :</i>	M. Jean-Phillipe BERGER	- LAOG (Grenoble)
	M. Marc CHAUSSIDON	- CRPG (Nancy)
	M. Cornelis DULLEMOND	- MPIA (Heidelberg)
	Mme. Claudine KAHANE	- LAOG (Grenoble)

“Il y a une théorie qui dit que si un jour on découvre
à quoi sert l’univers et pourquoi il est là, il disparaîtra
immédiatement pour être remplacé par quelque chose
d’encore plus bizarre et inexplicable.
Une autre théorie dit que cela s’est déjà passé.”

Douglas Adams

Remerciements

“Bon. Si on reprend tout dans l’ordre, j’ai commencé ma thèse en 2006. Et je l’ai terminée fin 2009. Ça fait donc trois ans et demi où j’ai eu l’opportunité de faire la connaissance de pas mal de personnes. Et j’aimerais bien les remercier. Sans oublier quelqu’un si possible. Et avec un peu d’originalité. Facile.”

C’est donc avec une approche sans failles que j’amorce ce paradoxal paragraphe de remerciements. Le premier paragraphe lu (et peut-être le seul¹) mais le dernier écrit. Et définitivement pas le moindre. Hop.

Je ne pourrais vraisemblablement pas commencer ce chapitre sans remercier Jean-Charles. En toute franchise et simplicité, j’ai vraiment apprécié travailler avec toi durant ces trois années. Dès le début, tu m’as fait comprendre que je devrais prendre la main sur mon sujet et tu as tout fait pour que cela arrive. Ta disponibilité, ta pédagogie et ta patience m’ont vraiment encouragé à interagir avec toi. Que ce soit pour des questions, confuses parfois, étrangement tournées la plupart du temps, en maths, en info, en programmation, j’ai toujours eu une réponse. Ou une piste au moins. Ou quelques heures de discussion des vendredi soirs vers 18h. Tu m’as laissé prendre mes responsabilités et prendre ce que j’ai ressenti comme de l’autonomie, même si tes précieux conseils étaient toujours présents. Et jamais de pression, pas une fois je me suis senti “étudiant”. Les “JLM-crash test” avaient montré que ça marchait moyen. L’écriture des longs articles a aussi mis à l’épreuve ta patience, mais tu as toujours pris le temps de lire et corriger (massivement même) les drafts de papiers, les présentations, les demandes de temps, les abstracts et même les dossiers de post-doc. Encore une fois, me laisser la main en étant jamais bien loin. Bref, c’est grâce à tout ça que j’ai pris plaisir à travailler sur ce sujet et à m’intéresser à ce qu’on pouvait faire en mieux ou à côté. C’est donc pas mal de ta faute si j’ai pu faire tout ce travail durant ma thèse, avec autant de plaisir, et je ne t’en remercierais jamais assez.

Jean-Louis. Un co-directeur bien occupé, puisque directeur de laboratoire. Mais néanmoins, tu fais bien parti de mon encadrement. Un médiateur avec un nouveau regard sur mon sujet. Les quelques bilans qu’on a pu faire m’ont bien servi, pas forcément toujours sur le plan scientifique, mais je devais prendre du recul, et synthétiser ce que je faisais ou ce que j’allais faire. Et tes “JLM-crash test” donc, ou l’art de me poser une question ambiguë de manière manifestement directe : la meilleure manière de me mettre à l’aise. Je devrais pouvoir m’en sortir un peu mieux maintenant.

Des réunions, il y en aura eu d’autres que celles avec les directeurs : celles de l’équipe FOST, avec les “Thésards du Jour”². Toujours agréable quand on a des résultats sympas à montrer. J’aimerais d’ailleurs remercier différentes personnes de cette équipe, notamment Jean-Philippe Berger, mon premier contact avec le

1. Le lecteur vexé par cette remarque pourra lire le chapitre “1.1 Poussières et planètes”, ça résume pas mal et il est pas long

2. “Comment ça je passe demain ? Mais j’ai rien de nouveau là !”

laboratoire (un bon représentant), avec qui j'ai aussi pu interagir avant, pendant et après des observations Amber. Et qui a finalement accepté de boucler la boucle en faisant parti de mon jury de thèse. François Ménard, pour toutes les discussions qu'on a pu avoir sur la poussière et le reste. Jérôme et Estelle (pardon pour ces trois années de bruit dans le bureau à côté³). Vous m'avez encadré durant mon stage de master et ça aura été un premier pas dans la recherche bien agréable. Je tiens bien sûr à remercier les autres personnes de l'équipe FOST, pour les échanges que nous avons pu avoir, mais aussi plus généralement le LAOG tout entier pour l'ambiance agréable qui y a régné durant ces trois années. C'est définitivement un endroit où il fait bon travailler.

J'ai eu l'opportunité de faire partie d'une équipe internationale, c2d, et même si il y a peu de chances qu'ils lisent ces remerciements, je tiens à montrer toute ma gratitude envers ses membres, notamment Ewine van Dishoeck, Neal Evans, Geoff Blake, Kees Dullemond, Bruno Merin, Joanna, Isa, Vincent, Karen, Jeanette et les autres.

J'aimerais maintenant remercier les gens plus extérieurs au travail de thèse et qui m'ont accompagné pendant ces trois années. Et je pense tout d'abord à mes parents. Même si je ne pourrais jamais assez vous remercier, c'est bien grâce à vous que j'ai pu faire ce que j'ai fait et surtout que je peux faire un travail qui me passionne. Je vous en serais toujours reconnaissant. Vous m'avez soutenu avant que je ne commence cette thèse, vous m'avez soutenu pendant (et même nourri sur la fin) et c'est bien grâce à vous que je suis maintenant un "Docteur". J'espère que vous avez vu combien j'aime ce que je fait et ce que cela représente pour moi. Merci aussi à mon frère et à Aude, pour tous les conseils, souvent avisés, parfois flous mais toujours bons à garder en tête.

J'ai aussi profité de ces trois années au LAOG pour rencontrer pas mal de gens que je n'oublierais pas. Les "anciens" thésards, Christophe, Sylvain, Myriam, Vané, Tim, Remy, Oscar et Philippe, qui nous ont transmis les règles élémentaires de survie, à savoir les Tea-Time, les spams de la mailing-list, les soirées apéros, les barbeuc et autres. Mais aussi les vaillants postdocs, Eric et bien sûr Claire, ma coach perso, gardienne de ma santé d'esprit et de ma motivation à continuer dans la recherche ("Tu verras, ça fera qu'empirer avec les années"). En parlant de Claire je dois aussi mentionner sa comparse Evelyne, avec qui une discussion fait toujours du bien au moral. Merci pour ces nombreuses pauses (et elles ont été nombreuses) et ces moments. Puis il y a les thésards "contemporains", Morgan, Romain, NC, NT, et Émilie, merci pour ces grands moments, la fin de thèse aurait été bien moins drôle sans vous. Au plaisir d'aller boire un coup à tout ça. Mention spéciale pour mes deux co-bureaux, même les deadlines passaient bien quand vous étiez dans le coin. J'aurai appris que n'importe quel objet (stylo, règle, gomme, balle anti-stress, freesbee, ballon de foot, carton pour poster, ...) peut devenir une arme super dangereuse quand sa vitesse dépasse les quelques mètres par seconde, une belle leçon de vie. Et je souhaite bon courage aux autres thésards pour la suite.

3. C'était la plupart du temps la faute à Romain

Finalement, comment ne pas terminer ces remerciements par les “autres” potes, mon autre vie en dehors du LAOG, environ 6 ans qu’on se connaît, ça laisse des traces. Je ne vais pas m’aventurer à faire une liste des gens qui m’ont tenu à coeur pendant cette joyeuse période de ma vie, probablement par peur d’en oublier. Que ce soit autour d’un café au labo, d’une des nombreuses soirées chez l’un d’entre vous, d’un barbeuc foireux où je me retrouve enfermé dehors, vous avez accompagné cette thèse du début à la fin. Vous avez été la meilleure bulle d’oxygène qu’on puisse souhaiter pour oublier un peu le travail, et notamment pendant la très drôle période de rédaction. Même si je ne souhaitais pas faire dans le nominatif, je voudrais particulièrement remercier ce bon vieux Beni, pour ton optimisme débordant et communicatif, Mathieu & Claire, pour votre sagesse éternelle et votre soutien, et bien sûr mes deux chers colloqs Pierre & Jean, membres quasi-permanents de mon quotidien, avec qui j’ai passé nombre de soirées et de week-ends, à faire à peu près tout et rien. Merci à eux et à tout les autres, pour tout ces moments, boulot, pas-boulot, ou complètement inclassables, que ce soit autour d’un Risk-mauvaise-foi, d’un Trône de Fer-coup-de-poignard-dans-le-dos, d’un goban, d’un Nikon, d’un /duel, d’une bière, d’un film, d’une bonne zic ou d’une série improbable. J’ai beaucoup appris en vous cotoyant et j’espère qu’on vieillira pas trop vite. *Aaah, nostalgie !*

Table des matières

1	Introduction	1
1.1	Poussières et planètes	1
1.1.1	Milieu interstellaire	2
1.1.2	Formation stellaire	3
1.1.3	Formation planétaire	7
1.2	Minéralogie	9
1.2.1	Composition et classification	9
1.2.2	Les olivines	9
1.2.3	Les pyroxènes	10
1.2.4	Les silicates cristallins	11
1.3	Interaction des grains avec la lumière	12
1.3.1	Émission thermique	12
1.3.2	Diffusion de la lumière	13
1.3.3	Extinction	13
1.4	Opacités théoriques	13
1.4.1	Éléments de théorie de la diffusion dans le cas sphérique	14
1.4.2	Théorie de Mie	15
1.4.3	Théorie <i>DHS</i>	15
1.4.4	Taille des grains	16
1.4.5	Forme des grains	17
1.5	Satellite infrarouge Spitzer	18
1.5.1	Spectroscopie	19
1.5.2	Instrument IRS	20
1.5.3	Programme “c2d”	24
1.6	Travail de thèse	26
2	Analyse statistique des silicates cristallins dans les disques autour d’étoiles jeunes	29
2.1	Introduction	31
2.2	Spitzer/IRS observations	34
2.2.1	Stellar sample	34
2.2.2	Data reduction	35
2.2.3	Module merging and offset correction	36
2.2.4	Estimating the uncertainties	36
2.3	Overview of observed solid-state features	37
2.3.1	Observed crystalline silicates	37
2.3.2	Silicate feature statistics for TTauri stars	42
2.4	Properties of crystalline silicates in the disks around young stars	45
2.4.1	Growth of warm amorphous silicates	45

2.4.2	Growth of cold crystalline silicates	47
2.4.3	Relationship between the 10 μm and C23 features with disk properties	49
2.4.4	Relationship between the 10 μm feature and crystallinity . . .	51
2.4.5	Feature correlation coefficients	52
2.4.6	Degree of crystallinity of the warm versus cold disk regions .	56
2.5	Discussion	60
2.5.1	On the lack of Fe-rich silicates	60
2.5.2	On the need for turbulent diffusion and grain-grain fragmentation	60
2.5.3	On the depletion of submicron-sized grains	62
2.5.4	On radial mixing	65
2.5.5	On the similarities with Solar System objects	66
2.6	Summary and conclusion	67
3	Modélisation de spectres infrarouges : décomposition minéralogique	71
3.1	Introduction	73
3.2	Spectral decomposition with the B2C method	75
3.2.1	Theoretical opacities and grain sizes	75
3.2.2	The B2C model	77
3.2.3	Fitting process	80
3.3	Spectral decomposition of 58 T Tauri IRS spectra with the B2C model	83
3.3.1	Grain size properties	83
3.3.2	Silicate crystals	87
3.3.3	Sample homogeneity	93
3.4	Discussion	94
3.4.1	Implications for the dust dynamics in the atmospheres of young disks	94
3.4.2	Silicate crystallization and amorphization	95
3.4.3	Strength of the 10 μm feature, a proxy for grain size?	98
3.5	Summary and conclusion	100
4	Interférométrie infrarouge de disques jeunes autour d'étoiles T Tauri	103
4.1	Principe de l'interférométrie	103
4.1.1	Instrument AMBER au VLTI	108
4.2	Observations AMBER de disques circumstellaires d'étoiles T Tauri	110
4.2.1	SR 21 et T Cha : des disques en transition	110
4.2.2	IM Lup et son disque circumstellaire	115
4.2.3	Réduction des données AMBER	117
4.2.4	Présentation des données réduites	118
4.3	Analyse et résultats préliminaires	120

4.3.1	Code de transfert radiatif : MCFOST	120
4.3.2	Analyse des données de T Cha : contraintes sur le bord interne du disque	121
4.3.3	Analyse des données de IM Lup : de l'importance de la lumière diffusée	125
4.4	Continuité de ces travaux et collaborations	127
4.4.1	T Cha et son disque interne	127
4.4.2	Rayon interne du disque autour d'IM Lup	127
4.4.3	Observations de l'étoile de Herbig HD163296	128
4.4.4	Observations complémentaires pour SR 21	129
4.5	Conclusion	129
5	Collaborations	131
5.1	Études minéralogiques individuelles de disque autour d'étoiles jeunes	131
5.1.1	Disque d'une naine brune	131
5.1.2	IM Lup une étoile passée sous la loupe	135
5.2	Autres projets nécessitant la réduction de données Spitzer/IRS . . .	136
5.2.1	Recherche de H ₂ autour d'une étoile Herbig Ae	136
5.2.2	Recherche de poussières exozodiacales	137
5.2.3	Etude détaillée d'une proto-étoile	137
5.3	Documents associés aux projets MATISSE et Spitzer/c2d	139
5.3.1	Instrument MATISSE pour le VLTI	139
5.3.2	Document "C2D Spectroscopy Explanatory Supplement" . . .	141
6	Conclusion et perspectives	143
6.1	Bilan des résultats obtenus au cours de ma thèse	143
6.2	Travaux en cours	145
6.2.1	Disques de débris	145
6.2.2	Simulations (magnéto-) hydrodynamiques de disques	147
6.2.3	Études minéralogiques : autres surveys	150
6.3	Projets à court et à moyen terme	151
6.3.1	HERSCHEL	151
6.3.2	Les instruments de demain	155
6.3.3	Les modèles de demain	156
A	Publications, proceedings et oraux	159
A.1	Publications dans des journaux à referee	159
A.2	Contributions orales, et proceedings de conférences	160
A.3	Observations en mode visiteur	160
A.4	Validation	161
A.4.1	Procedure validation	161
A.4.2	Influence of the continuum on the cold component	161
A.4.3	Importance of silica and necessity for large grains	165

B Tables	167
C Spectres Spitzer - IRS & spectres modélisés	189
Bibliographie	203

Introduction

Mon travail de thèse porte sur l'étude des régions de formation planétaire, au moyen de deux techniques observationnelles très différentes mais complémentaires : d'une part la spectroscopie infrarouge avec Spitzer qui constitue le coeur de cette thèse mais également l'interférométrie proche infrarouge avec le VLTI. L'analyse des spectres Spitzer a pour objectif d'étudier la minéralogie de la poussière dans les disques circumstellaires. Le but étant de déterminer la composition des grains de poussière qui pourront potentiellement former des planètes par la suite. Il s'agit donc de comprendre les prémices de la formation planétaire, et de déterminer quelles sont les conditions initiales de leur formation. Une des implications étant bien entendu de resituer la formation de notre propre système planétaire et de voir si les tendances observées autour du Soleil se répètent ou non autour d'autres étoiles. Ce sujet a avant tout été rendu possible par la disponibilité de nombreuses données provenant du satellite infrarouge Spitzer. Le spectrographe IRS a son bord permet d'étudier les raies en émission des grains de poussière contenus dans les disques circumstellaires. Ce sujet a ensuite été complété par des observations avec l'instrument interférométrique AMBER du VLTI.

1.1 Poussières et planètes

C'est sur l'observation de notre Système Solaire que les premières théories sur la formation des planètes ont été construites. Les travaux pionniers ont été menés par Safronov (1972) dans son livre *Evolution of Protoplanetary Cloud and Formation of the Earth and Planets* qui a jeté les bases de notre connaissance actuelle. Depuis maintenant plus d'une dizaine d'années de nombreuses planètes extra-solaires ont été détectées dans notre galaxie. Ces découvertes n'ont pourtant pas fondamentalement remis en cause les théories de formation de tels systèmes, construites à la base sur un échantillon unique : notre Système Solaire, même si certaines nuances ont du être apportées. Entre autres le phénomène de migration des planètes est venu compléter les théories de formation pour expliquer certains systèmes particuliers comme les Jupiter chauds (planètes géantes très proches de leurs étoiles, à très courtes périodes orbitales). Au sein de la communauté astrophysique, il est maintenant entendu que les planètes dites "telluriques" (similaire à la Terre, à l'opposé des planètes gazeuses) se forment par accumulation de matériau solide, initialement de taille sub-micrométrique, ayant condensé dans l'environnement gazeux d'une étoile en formation. Pour la formation des planètes gazeuses, deux scénarii sont considérés comme étant viables aujourd'hui : le premier étant la formation d'un coeur solide

par accumulation de matériau suivi d’une accréation massive du gaz environnant. Le second scénario étant celui de l’instabilité gravitationnelle, initialement étudié par Boss (1997). Le principe est que si le disque est suffisamment massif, des instabilités peuvent se mettre en place au sein du disque et ainsi former des planètes gazeuses très rapidement par effondrement. Il semble néanmoins que ce type de mécanisme ne puisse produire que des planètes à grande distance de l’étoile, de l’ordre de 50 Unité Astronomique (UA par la suite). De plus à ces distances de l’étoile centrale, de tels objets ne migreront pas vers les régions internes (Mordasini et al. 2009). Au-delà de ces considérations, il est intéressant de voir que les grains de poussière peuvent être perçus comme les briques élémentaires qui constitueront par la suite des planètes, telluriques ou les géantes gazeuses proches.

Les observations montrent que les étoiles jeunes sont toujours entourées d’un disque (on parle alors d’un disque circumstellaire). Certains de ces disques formeront des planètes, d’autres non. Une des questions actuelles est donc d’essayer de comprendre pourquoi. Nous utiliserons par la suite le terme de “disque protoplanétaire”, ce qui peut être considéré comme un abus de langage étant donné que certains systèmes n’abriteront sans doute pas de planètes (et d’autres en possèdent peut-être déjà). Mais ces disques ont potentiellement les ressources disponibles pour pouvoir en former. Je rappelle dans les sections qui suivent, les principales étapes qui mènent à la formation d’une étoile, de son disque proto-planétaire, puis des planètes, en accordant une attention plus particulière aux constituants solides.

1.1.1 Milieu interstellaire

Dans le milieu interstellaire (MIS par la suite), les grains de poussière sont essentiellement un mélange de silicates et de carbonates : les abondances les plus importantes étant le Silicium, le Carbone, le Magnésium ainsi que le Fer. Leur taille minimale est d’environ 100 Å, pour une taille maximale de 0.2-0.3 μm et ils sont majoritairement présents sous une forme amorphe (à 99%, Gail 1998, Kemper et al. 2004). Les grains de poussière sont initialement injectés dans le MIS par les étoiles évoluées en fin de vie. Cette éjection se fait par l’intermédiaire des forts vents de ces étoiles ainsi que les supernovae. Une fois incorporés au sein du MIS, plusieurs processus sont actifs pour expliquer les différentes caractéristiques des grains (entre autres leur taille et leur composition). Ces processus peuvent être des collisions grain-grain ou gaz-grain, une irradiation par un flux photonique ou particulaire (rayon cosmique). Selon les caractéristiques de ces phénomènes, ils auront des impacts différents sur les grains : par exemple, si la vitesse d’une collision grain-grain est élevée ($\geq 1 \text{ km/s}$, Jones et al. 1996), ils se fragmenteront en grains plus petits, ou au contraire s’agglomèreront si la vitesse de collision est plus faible. Si par contre la vitesse de collision dépasse la dizaine de km/s alors les grains se vaporiseront sous l’effet du choc. Comme le rapport en masse gaz sur poussières est de l’ordre de 100, les collisions gaz-grain sont également importantes. Pour des vitesses de quelques dizaines de km/s, des atomes peuvent être arrachés de la surface du grain : on parle alors de pulvérisation (Jones et al. 1996). Tout ces phénomènes contribuent

à un brassage important de la poussière dans le MIS et expliquent ainsi la diversité minéralogique observée.

Durant toute la période où les grains vont résider dans le MIS avant leur destruction, période estimée à $\sim 4 \times 10^8$ années (Jones et al. 1996), les grains vont donc évoluer. Il existe quatre phases distinctes du MIS qui apporteront des modifications diverses à la poussière :

- Les nuages moléculaires : représentent 1% du volume du MIS, la température cinétique du gaz y est ~ 15 K, l’hydrogène est présent sous forme de H_2 et certaines molécules complexes existent. La densité dans ce milieu est de l’ordre de 10^3 H/cm³ (n , nombre d’atomes d’Hydrogène par centimètre cube).
- Les nuages atomiques froids : occupent entre 2 et 4% en volume du MIS. L’hydrogène y est présent sous forme atomique et la température est de l’ordre de 80 K et la densité de $n \sim 40$ H/cm³.
- Le milieu diffus chaud, qui a une température cinétique du gaz de l’ordre de 10^4 K, une densité $n \sim 0.25$ H/cm³ et il représente 20 à 40% du MIS.
- Le milieu internuage, très chaud ($T \sim 5 \times 10^5$ K) et peu dense ($n \sim 10^{-3}$ H/cm³). L’hydrogène est ionisé dans ces régions et elles représentent entre 60 et 80% du MIS.

Suivant les phases dans lesquelles se trouvent les poussières, elles subiront des modifications différentes : par exemple dans les phases denses du MIS, elles seront soumises à des processus non destructifs tels la coagulation ou l’accrétion de gaz à leur surface. Dans les phases chaudes, au contraire, elles seront soumises à des ondes de choc violentes (par des supernovae par exemple) qui peuvent se propager facilement dans un tel milieu, et les grains seront fragmentés ou détruits via des collisions. Au final, tous ces processus de coagulation et de destruction de grains mèneront à une certaine distribution de taille de grains, modélisée par Mathis et al. (1977). Cette distribution, dite MRN pour “Mathis, Rumpl, & Nordsieck”, est une distribution différentielle suivant une loi de puissance de la forme :

$$dn(a) \propto a^{-3.5} da, \quad (1.1)$$

avec $n(a)$ la distribution en taille de grains. Cette loi a été calculée d’après des observations en direction du centre galactique, en modélisant la courbe d’extinction. En observant le centre galactique et les nuages de Magellan, Weingartner & Draine (2001) ont aussi modélisé une distribution de taille de grains un peu différente pour le milieu interstellaire : ils n’obtiennent pas une loi de puissance mais une courbe pouvant présenter des extrema locaux pour certaines tailles de grains.

C’est dans ces conditions que la formation d’étoiles va prendre place. Comment les grains de poussière sont-ils transférés au corps central, comment évoluent-ils durant cette étape et de quelle manière ?

1.1.2 Formation stellaire

La formation stellaire prend place dans les nuages moléculaires, zones contenant majoritairement de l’hydrogène et de l’hélium, mais aussi quelques molécules

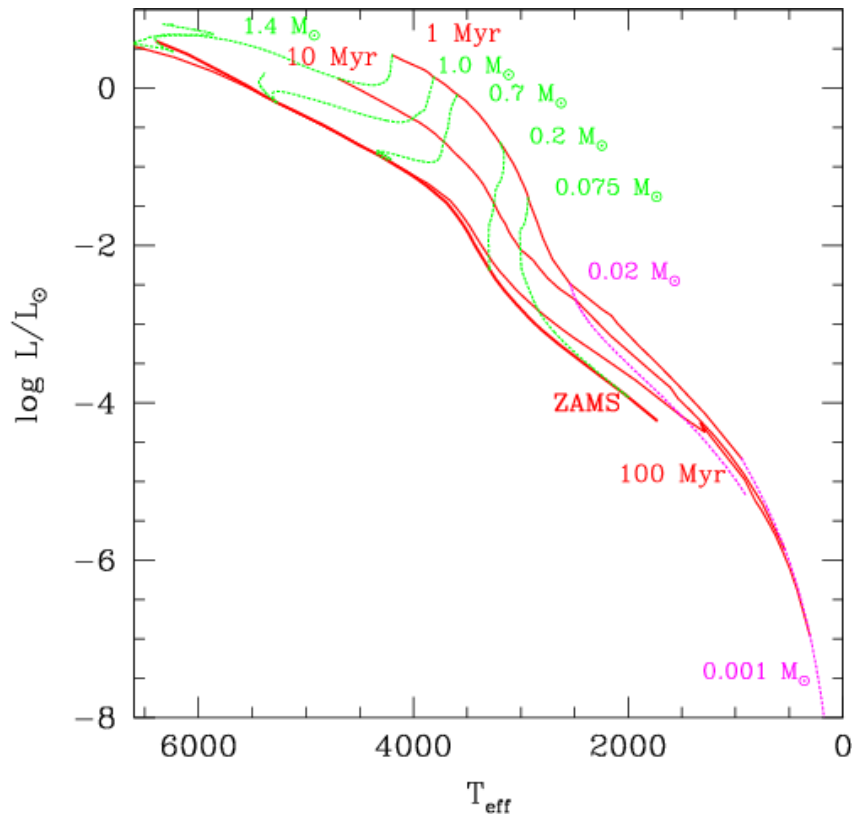


FIGURE 1.1 – Séquences évolutives d'étoiles jeunes dans un diagramme de Hertzsprung-Russel présentant la luminosité en fonction de la température effective (ou type spectral de l'objet). Crédits : Baraffe et al. (2002)

simples. A partir du moment où l'équilibre entre auto-gravité et pression se dégrade dans un nuage moléculaire dense et massif ($\sim 100M_{\odot}$), il devient instable et commence à s'effondrer par auto-gravité. Au cours de son effondrement, le nuage se fragmente pour former plusieurs coeurs denses de quelques M_{\odot} chacun. Chacun de ces coeurs continue son effondrement séparément. Comme les densités considérées sont encore très faibles, l'effondrement se poursuit de manière quasi-isotherme (il y a des échanges d'énergie avec l'extérieur). À partir du moment où la température et la densité deviennent couplées, l'effondrement se poursuit de manière adiabatique (sans échange avec l'extérieur) et la fragmentation stoppe pour laisser les coeurs former des proto-étoiles.

Si l'on considère maintenant un coeur indépendant, une fois que la fragmentation n'entre plus en compte, le gradient de pression au travers du coeur n'est toujours pas suffisant pour contrer l'effondrement gravitationnel. Néanmoins quand le coeur devient très compact, il trouve un équilibre quasi-hydrostatique. A cause de la libération d'énergie de contraction gravitationnelle, le coeur émettra un rayonnement et devient alors une *proto-étoile*. La proto-étoile va continuer sa contraction jusqu'à ce que la densité dans le centre du coeur devienne suffisante pour démarrer des réactions nucléaires. Ces réactions dégageront suffisamment d'énergie pour contre-balancer l'effondrement gravitationnel : le coeur devient alors stable. La gravité est équilibrée par la pression du gaz et la pression de radiation, la proto-étoile est devenue une étoile.

Il existe un outil qui permet d'identifier facilement le degré d'évolution des corps étudiés : le diagramme d'*Hertzsprung-Russel* (diagramme HR par la suite). Il suffit de placer les objets en fonction de leur luminosité (L) et de leur température effective (T_{eff}). Au cours de sa vie, une étoile suivra des pistes évolutives, naviguant ainsi dans le diagramme HR. Ces pistes dépendent principalement de la masse initiale de l'objet et des changements structuraux par lesquels il passera (structure radiale convective ou radiative). La Fig 1.1 montre un exemple de diagramme HR ainsi que des pistes évolutives pour différentes masses et différents âges, d'après les modèles Baraffe et al. (2002). Sur ce type de diagramme, une étoile qui arrive au stade de combustion nucléaire restera approximativement dans la même zone du diagramme, que l'on appelle séquence principale (*Main Sequence*). Les proto-étoiles cheminant vers cette séquence sont souvent désignées comme étoiles *PMS* pour *Pre Main-Sequence*.

Au cours de leur évolution vers la séquence principale, les étoiles passeront par plusieurs étapes évolutives qui sont présentées de manière schématique dans la Fig. 1.2 (classification vue par Adams et al. 1987¹). Cette classification a été établie d'une part de manière théorique par Adams et al. (1987) et d'autre part de manière observationnelle, basée sur les *Spectral Energy Distributions* (densité spectrale d'énergie, SED par la suite), par Lada (1987). À partir du coeur dense (**Classe 0**), une proto-étoile se formera au bout d'environ 10^4 ans. La proto-étoile est alors entourée d'une enveloppe de gaz et de poussières qui se dissipera avec le temps : on

1. Publication de Adams, Lada & Shu

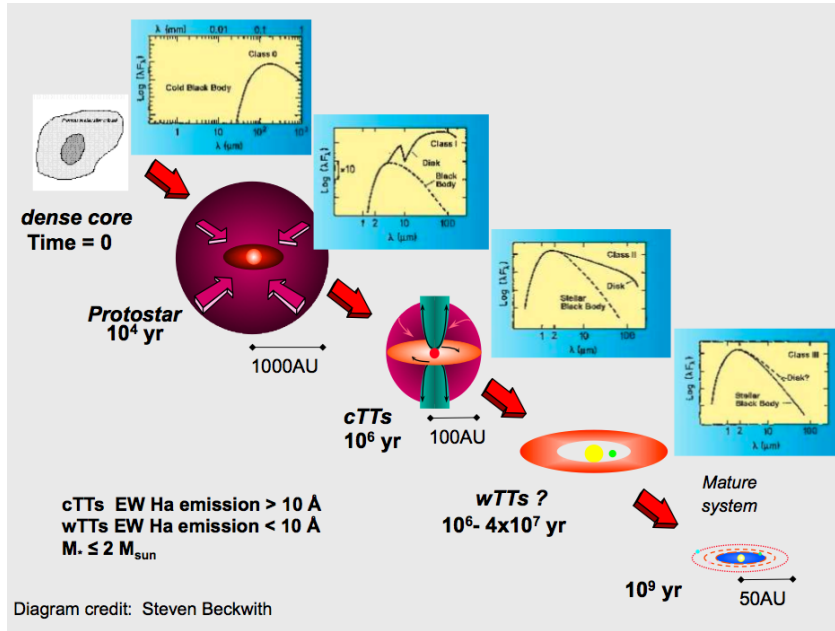


FIGURE 1.2 – Classification spectral de l'évolution d'une proto-étoile, à la Adams et al. (1987).

parle d'objets de **Classe I**. Toute la matière est transférée à l'étoile par l'intermédiaire d'un disque, dit disque d'accrétion. La présence de ce disque se comprend en étudiant la conservation du moment cinétique : la proto-étoile est en rotation, et la seule manière de pouvoir acheminer la matière de l'enveloppe vers le coeur est un disque, lui-même en rotation, perpendiculaire à l'axe de rotation de la proto-étoile (voir Fig 1.3 pour une vue d'artiste d'un disque). Au fur et à mesure de l'évolution, l'enveloppe aura soit transféré toute sa matière au disque, soit été dissipée par la présence de jets puissants et la pression de radiation provenant de l'objet central. Reste donc encore le disque d'accrétion et les jets bipolaires : on parle à ce moment là d'objets de **Classe II**. À ce stade le disque est massif ($\sim 10^{-2} M_*$), rempli de gaz et de poussières. Au cours du temps, le disque changera énormément, que ce soit sur sa masse totale ou sa géométrie. En effet, si le gaz domine la masse du disque - dans le MIS le rapport massique gaz sur poussière est d'environ 100 - sa structure thermique est déterminée par la poussière. Au final, le disque finira par disparaître, plusieurs mécanismes pouvant l'expliquer. Tout d'abord, le disque peut être en grande partie accrété sur l'étoile, mais il peut aussi être dissipé par la pression de radiation de l'étoile. La masse du disque peut aussi être transféré dans des gros corps au sein du disque, comme les planétésimaux et les planètes. Finalement, la photodissociation du gaz (comme le montrent les modèles de Alexander et al. 2006) contribue aussi à la disparition du disque. Cela mènera par la suite au stade de **Classe III**, qui montre des résidus de disque (ou disque de débris). Il est intéressant de noter que les objets de Classe 0 ont en fait été découverts plus tardivement que les autres

Classe I, II et III. C'est avec des observations dans le domaine millimétrique que Andre & Montmerle (1994) ont compris avoir vu les premières proto-étoiles.

Au cours de ce chemin évolutif, la forme de la SED de l'étoile en formation changera fortement. Un coeur dense, très enfoui, montre une émission centrée dans le domaine millimétrique, et ce à cause de sa faible température. Pour un objet de Classe I, le flux de la proto-étoile commence à devenir une contribution non négligeable, et le pic d'émission se décale dans l'infrarouge moyen ou proche. L'enveloppe contribue aussi fortement à l'émission de l'objet et des raies en absorption (causées par la présence de l'enveloppe) sont visibles, notamment dans la bande des silicates, à $10\ \mu\text{m}$ (voir Sec. 1.2). Pour un objet de Classe II, comme l'enveloppe est majoritairement dissipée, l'étoile centrale devient clairement visible et le disque contribue fortement dans l'infrarouge moyen et lointain (jusque dans le domaine millimétrique). La contribution du disque à l'émission provient non seulement de la diffusion de la lumière de l'étoile, mais aussi de l'émission thermique du disque qui est chauffé par l'étoile. Des raies sont visibles, en émission cette fois, provenant des poussières solides et du gaz contenu dans le disque. Finalement, alors que le disque s'amenuise, puis disparaît, l'émission de l'ensemble se rapproche de l'émission totale de l'étoile, avec un léger excès dans l'infrarouge moyen à lointain, causé par les résidus du disque. Dans cette thèse, nous étudierons en grande majorité des étoiles de Classe II.

1.1.3 Formation planétaire

C'est dans un disque circumstellaire comme représenté par la vue d'artiste de la Figure 1.3 que la formation des planètes va potentiellement avoir lieu. La formation planétaire est suspectée de prendre place durant les phases de Classe II et III de l'évolution stellaire. Le contenu initial du disque est un mélange de gaz et de poussières. Le grossissement nécessaire pour passer de grains d'une taille sub-micrométrique à des planètes est d'environ 12 ordres de grandeur ! La formation planétaire se déroule en plusieurs étapes, premièrement les grains de poussière commencent à sédimenter dans le plan médian du disque. Durant ce processus de sédimentation les grains s'agglomèrent entre eux, suite à des rencontres à faibles vitesses relatives, pour former des grains plus gros. D'après Weidenschilling (1997), Dullemond & Dominik (2004) et Dullemond & Dominik (2005) ce grossissement est très rapide : pour grossir jusqu'à une taille d'un mètre, il suffit de 100 à 1000 années à 1 UA, ou de l'ordre de 10^4 - 10^5 années à 30 UA, que le milieu soit turbulent ou non. Plus ils grossissent, moins ils seront sensibles au couplage avec le gaz et plus ils sédimenteront rapidement. À partir de ce moment là, les théories qui mènent à la formation des planétésimaux sont encore incertaines. Les corps métriques sont moins couplés au gaz et leurs orbites sont donc quasi-képlériennes. Le gaz étant en rotation sous-képlérienne du fait de sa propre pression, les corps métriques subissent un fort vent de face qui les ralentit et les fait migrer radialement vers l'étoile. Les modèles actuels ont du mal à faire rester les corps parents des planétésimaux dans le disque assez longtemps avant qu'ils ne dérivent vers l'étoile. On parle alors de la *bar-*

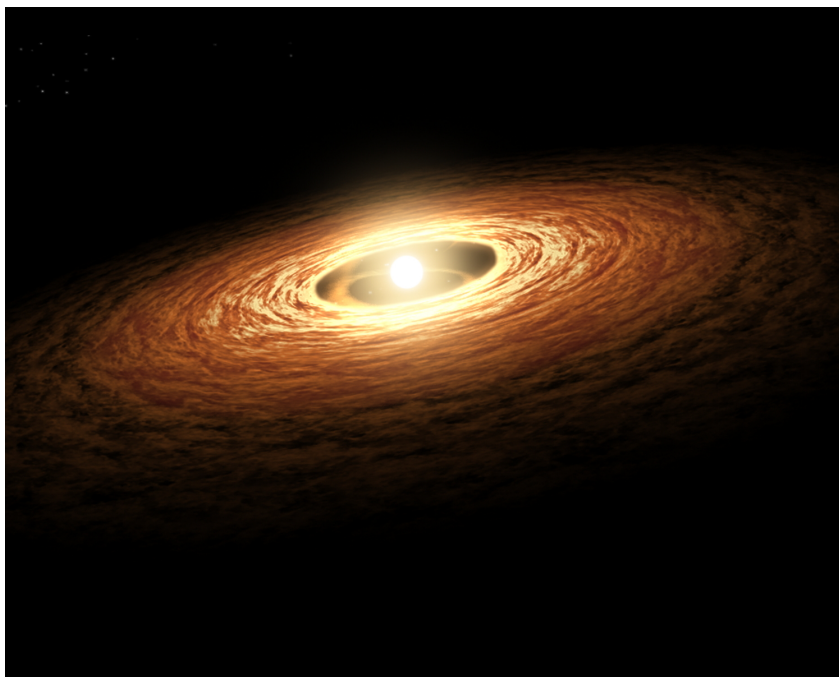


FIGURE 1.3 – Vue d’artiste d’un disque circumstellaire. Crédits : NASA, JPL/Caltech

rière métrique, ou comment réussir à former des corps plus gros alors que les corps métriques dérivent très rapidement vers l’objet central. Des processus de piégeage par des vortex turbulents, comme décrit dans Klahr & Bodenheimer (2006) peuvent potentiellement accélérer fortement le grossissement des planétésimaux et ainsi éviter le problème de dérive des corps intermédiaires. Néanmoins, ce problème reste encore aujourd’hui un challenge pour les observateurs et les modélisateurs. Toujours est-il qu’après avoir grossi, ces planétésimaux commencent à avoir un potentiel gravitationnel non négligeable et ils s’attirent réciproquement les uns les autres. Par collisions successives, ils finiront par former des corps larges de plusieurs milliers de kilomètres. Suivant leur environnement et la quantité de gaz restant, certains de ces corps attireront le gaz et formeront ainsi des planètes gazeuses telle Jupiter dans notre Système Solaire.

L’étude des grains de poussière contenus dans les disques proto-planétaires autour d’étoiles de Classe II est donc une des clés pour comprendre comment la formation planétaire est initialisée, mais surtout comprendre à partir de quels matériaux elle s’effectue. Ainsi, cela nous permet d’avoir un regard plus critique sur la formation de notre propre planète et du Système Solaire.

1.2 Minéralogie

Ce que l'on appelle "poussière" en astrophysique correspond à des petites particules solides, composées majoritairement de silicates, ou encore de sulfures ou d'espèces carbonnées. Ils sont visibles dans notre galaxie de plusieurs manières, ils peuvent parfois cacher l'arrière plan en absorbant la lumière, mais ils peuvent aussi réfléchir la lumière provenant d'étoiles proches et ainsi produire de magnifiques images de nébuleuses en réflexion. Une des méthodes les plus efficaces pour former ces grains de poussière est la condensation à partir du gaz environnant, lorsque celui-ci se refroidit pour passer sous la température de condensation. Comme nous l'avons déjà vu, les grains de poussières suivent un long cycle au cours de leur existence : de leur formation lors de la fin de vie des étoiles massives, à leur injection dans le MIS. Ils seront par la suite incorporés dans les nuages moléculaires qui donneront naissance à d'autres étoiles.

1.2.1 Composition et classification

Il existe de nombreux types de grains, suivant leur composition ou leur structure. Les silicates sont les grains que l'on observe majoritairement dans les différents environnements : MIS, disques circumstellaires, nébuleuses planétaires, etc. Ils sont formés de complexes tétraédriques SiO_4^{-4} , entre lesquels viennent s'insérer des cations (Mg^{2+} , Fe^{2+} , Fe^{3+} , Ca^{2+} , Na^+ , Al^{3+}). La présence de ces cations assure l'électroneutralité du matériau. Par la suite, suivant les différents arrangements des tétraèdres, les grains n'appartiendront pas aux mêmes classes de silicates. Lorsque tous les tétraèdres sont isolés et qu'ils ne partagent donc aucun atome d'oxygène en commun, on parle alors de la classe des *néosilicates*, dont l'*olivine* fait partie. L'olivine est un des éléments les plus présents dans la croûte terrestre. Pour la classe des *inosilicates*, les tétraèdres partagent plusieurs atomes d'oxygène en commun et forment des structures plus ou moins complexes. Quand les tétraèdres partagent chacun deux atomes d'oxygène, on parle alors du groupe *pyroxène*, un autre élément très important dans la minéralogie astrophysique.

Pour expliquer pourquoi l'olivine et le pyroxène sont les éléments que l'on retrouve le plus souvent, il suffit de comparer les abondances cosmiques des composants (Si, Fe, Mg) : ce sont les éléments les plus simples à construire en regard de leur structure et de leurs abondances.

1.2.2 Les olivines

Les olivines sont parmi les minéraux les plus présents dans la croûte terrestre. Ils appartiennent à la classe des néosilicates, à tétraèdres isolés. Leur formule générale est XYTO_4 , où T est un cation tétraédrique (Si), X et Y deux cations bivalents occupant les sites octaédriques entre les tétraèdres (voir Fig. 1.4). Dans le cas des olivines terrestres ainsi que les olivines étudiés en astrophysique, les cations sont d'une manière générale Mg^{2+} et Fe^{2+} . Sachant cela, il est possible de distinguer deux pôles extrêmes qui sont la forstérite et la fayalite, de formule Mg_2SiO_4 et

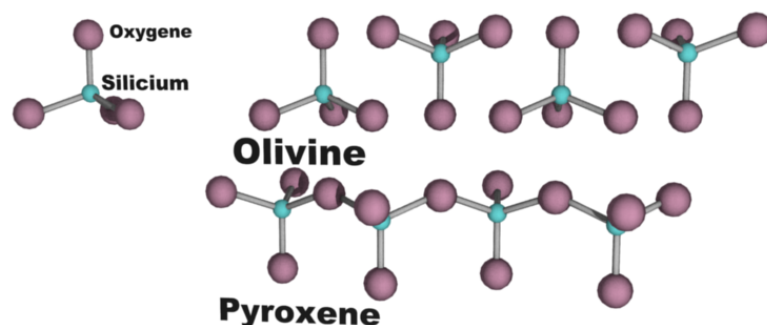


FIGURE 1.4 – Schéma représentant la structure de l’olivine. Sont visibles sur cette figure les tétraèdres composant le minéral ainsi que les espaces dans lesquels viennent se loger les cations.

Fe_2SiO_4 , respectivement. Les olivines majoritairement étudiés en astrophysique ont pour formule $\text{Mg}_{2x}\text{Fe}_{2(1-x)}\text{SiO}_4$, où x est compris entre 0 et 1. Une distinction sera faite par la suite entre les olivines riches en fer et les olivines riches en magnésium.

1.2.3 Les pyroxènes

Les pyroxènes font partie de la famille des inosilicates, où les tétraèdres forment une chaîne, chacun ayant deux atomes d’oxygène en commun avec leurs voisins proches. La formule générale d’un pyroxène est XYSi_2O_6 , où X et Y sont deux cations, l’un (X) généralement plus gros que l’autre (Y). La ségrégation entre les cations s’explique simplement par les contraintes imposées par la structure en chaîne. Certains sites intersticiels sont occupés par les gros cations qui peuvent être Na^+ , Ca^+ , Li^+ , Mg^{2+} , Fe^{2+} ou encore Mn^{2+} . D’autres sites intersticiels plus petits sont quand à eux occupés par des cations plus petits, qui peuvent être, entre autres Mg^{2+} , Fe^{2+} , Mn^{2+} , Fe^{3+} , ou encore Al^{3+} . Les pyroxènes représentent un ensemble de minéraux plus important que les olivines : l’arrangement des chaînes permet de différencier deux groupes : les clinopyroxènes, de structure monoclinique (réseau de base rectangulaire, troisième axe non perpendiculaire à la base) et les orthopyroxènes, de structure orthorhombique (base rectangulaire et troisième axe perpendiculaire à la base). Parmi les orthopyroxène, se trouve l’énstatite (pôle riche en magnésium), de formule $\text{Mg}_2\text{Si}_2\text{O}_6$, qui est un minéral que l’on retrouve souvent en astrophysique. Parmi les clinopyroxènes, un minéral que l’on peut possiblement rencontrer est la diopside, de formule $\text{CaMgSi}_2\text{O}_6$.

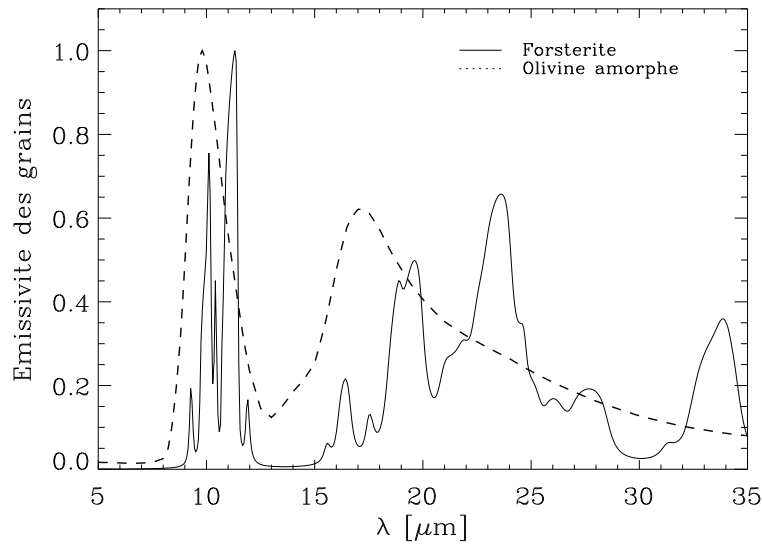


FIGURE 1.5 – Emissivité normalisée des grains pour la forstérite (trait plein) et l’olivine amorphe (pointillés), pour une taille de grain de $0.1 \mu\text{m}$ dans l’infrarouge moyen.

1.2.4 Les silicates cristallins

A l’opposé des silicates amorphes où les structures n’ont pas d’ordre à grande échelle, mais pouvant néanmoins présenter des microstructures, les silicates cristallins montrent des structures ordonnées à grande échelle. Les cristaux représentent l’état énergétique le plus faible qu’il soit possible de mettre en oeuvre dans les minéraux.

Il semble important de préciser le vocabulaire qui sera utilisé par la suite. Les expressions telles que “olivine ou pyroxène amorphe”, ou même “forstérite ou enstatite cristalline” sont soit inexactes soit redondantes d’un point de vue minéralogique. Pour un minéralogiste étudiant les roches terrestres, les termes “forstérite”, “enstatite”, “olivine” et “pyroxène” sont, par définition des cristaux. Toujours est-il que ces raccourcis ont été largement employés par la communauté astrophysique. Ainsi, pour garder une cohérence avec les travaux existants en astrophysique nous utiliserons par la suite la même terminologie : par exemple, une “olivine amorphe” désignera un silicate amorphe dont la composition stochiométrique moyenne est celle de l’olivine.

Ces différences de structure entre silicates amorphes et cristallins auront des conséquences notables sur leur émissivité, et ce principalement dans le domaine de l’infrarouge moyen (quelques dizaines de micromètres). La Fig. 1.5 montre les émissivités des grains de forstérite (en trait plein) et d’olivine amorphe (en pointillés), pour une taille de grain de $0.1 \mu\text{m}$ dans la gamme spectrale de l’instrument IRS à bord de Spitzer. Les émissivités sont normalisées à 1 pour aider à la comparaison.

Les raies en émission, pour les silicates amorphes, proviennent uniquement de deux modes, le premier étant un mode d'élongation des liaisons Si-O dans les tétraèdres SiO_4 , le second un mode de déformation des liaisons O-Si-O dans ces mêmes tétraèdres. Ces deux modes émettent respectivement autour de $10\ \mu\text{m}$ et $18\ \mu\text{m}$, avec une largeur typique de quelques micromètres. Nous utiliserons par la suite les termes de “raies amorphes à 10 et $18\ \mu\text{m}$ ”. A contrario, pour les silicates cristallins, beaucoup plus de raies sont visibles en émission dans les spectres infrarouges, comparé aux silicates amorphes. Du fait de la structure organisée des cristaux, la largeur typique de ces raies est plus faible que pour les minéraux amorphes ($\sim 1\ \mu\text{m}$).

1.3 Interaction des grains avec la lumière

Pour être capable de déterminer la minéralogie des grains de poussière dans un environnement donné, il est nécessaire de connaître comment ces grains réagissent quand ils sont soumis à un champ de rayonnement. En effet, les seules informations dont nous disposons en astrophysique sont contenues dans les photons que nous recevons sur Terre. Savoir comment les grains de poussière interagissent avec la lumière est donc un élément clé pour déterminer la minéralogie autour des étoiles jeunes. Il s'agit donc de connaître ici quelles sont les *propriétés optiques* des grains de poussière. Trois diagnostics majeurs permettent de caractériser ces propriétés optiques : l'émission thermique, la diffusion et l'extinction.

1.3.1 Émission thermique

Tout corps, quel qu'il soit, émet un rayonnement thermique. Cette émission, dépendra non seulement des propriétés du corps, mais aussi de sa température. Dans le cas extrême où le corps considéré absorbe en totalité la lumière reçue, on parle alors de corps noir. L'émission thermique d'un corps noir, en fonction de la longueur d'onde, suit la fonction de Planck. Cette fonction atteint un maximum pour une certaine longueur d'onde, qui dépend uniquement de la température T : plus T est élevée, plus le pic sera décalé vers les courtes longueurs d'onde. La variation de la longueur d'onde en fonction de la température est donnée par la loi de Wien :

$$\lambda_{\text{Max}} = \frac{2.898 \times 10^{-3}}{T}, \quad (1.2)$$

où λ_{Max} est la longueur d'onde au pic d'émission, exprimée en mètres, et T la température en Kelvins. Un corps noir à $300\ \text{K}$ aura donc un maximum d'émission vers $10\ \mu\text{m}$.

Les grains de poussière ne sont pas des corps noirs parfaits. Dans le cas où l'on considère un corps noir non-parfait, la radiation émise est alors le produit d'une fonction de Planck par l'efficacité d'émission du corps concerné. Il devient alors obligatoire de connaître l'efficacité d'émission des grains de poussières pour être capable de remonter à leur profil d'émission thermique. Il est intéressant de rappeler qu'un grain se trouvant à l'équilibre thermodynamique émettra autant d'énergie qu'il en

absorbera. Ainsi, d'après la loi de Kirchhoff, "*à toute longueur d'onde, l'efficacité d'émission est égale à l'efficacité d'absorption*". Reste donc à calculer l'efficacité d'absorption, ce qui peut être fait par des procédures numériques que nous détaillerons par la suite (Secs 1.4.2 et 1.4.3). Les spectres d'émission qui résultent seront dépendants d'un certain nombre de paramètres que nous verrons dans la Sec. 1.4.

1.3.2 Diffusion de la lumière

La diffusion est un phénomène qui prend place lorsqu'un rayon de lumière rencontre un obstacle qui ne lui est pas transparent. Le résultat de la diffusion dépendra principalement de la longueur d'onde du rayonnement incident et de l'efficacité de diffusion de l'obstacle. Pour prendre un exemple de diffusion dans un milieu gazeux, ce phénomène est responsable de la couleur bleue du ciel sur Terre : les composants présents dans l'atmosphère diffusent plus facilement les courtes longueurs d'onde (le bleu) plutôt que les longueurs d'onde plus grandes (le rouge). Par conséquent le ciel nous apparaît bleu.

1.3.3 Extinction

Finalement, on parle d'extinction une fois que l'on enlève du rayonnement incident les composantes d'absorption et de diffusion. Dans un cadre astrophysique, l'extinction de la lumière peut avoir lieu lorsqu'une source lumineuse est située derrière un nuage ou une colonne de poussières. Il est intéressant de noter que l'extinction permet de remonter aux caractéristiques de la poussière se trouvant sur la ligne de visée. C'est ainsi en observant le profil d'extinction à $10\ \mu\text{m}$ en observant le centre galactique qu'il est possible de déterminer la minéralogie de la poussière du MIS.

1.4 Opacités théoriques

La détermination de la minéralogie des poussières dans les disques est donc fortement dépendante des efficacités d'émission et de diffusion des grains de poussières. Il est nécessaire de les calculer le plus correctement possible pour être en mesure de reconstruire les différentes contributions des grains dans le milieu étudié.

Les propriétés optiques d'un matériau sont caractérisées par les indices optiques complexes :

$$N_\lambda = n'_\lambda + in''_\lambda, \quad (1.3)$$

avec n' et n'' les composantes réelles et imaginaires, et λ la longueur d'onde. Si l'on considère la propagation d'une onde électromagnétique selon une direction z , dans un milieu de constante optique N , alors le champ électrique résultant s'écrit de la manière suivante :

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 \exp\left(-\frac{2\pi n'' z}{\lambda}\right) \exp\left(-\frac{i2\pi n' z}{\lambda} - i\omega t\right), \quad (1.4)$$

avec \mathbf{E}_0 l'amplitude du champ électrique en $z = 0$, ω la fréquence angulaire de l'onde se propageant. L'équation 1.4 relie donc directement n'' avec l'absorption de l'onde ayant parcourue une distance z au sein du matériau, et relie n' avec la vitesse de propagation de l'onde.

L'indice de réfraction d'un matériau peut être mesuré par des expériences de laboratoire. Il dépendra fortement de la structure et de la composition du matériau étudié (voir le chapitre 9 de Bohren et al. 1983 pour plus de détails). Dans cette thèse j'ai utilisé les données provenant de la banque de données de l'institut d'astrophysique de Jena (Henning et al. 1999).

1.4.1 Éléments de théorie de la diffusion dans le cas sphérique

Nous nous intéresserons dans cette section à quelques concepts très simples sur la diffusion de la lumière. Pour plus de détails à ce sujet, nous pouvons nous référer à Bohren et al. (1983). Si l'on considère un front d'onde plan incident sur des particules il est possible de calculer des sections efficaces d'extinction et de diffusion. Pour cela, il est nécessaire de calculer les matrices complexes de diffusion ($S(\varphi)$). De façon générale elles dépendent non seulement du front d'onde incident, de l'angle de diffusion (φ), mais aussi des caractéristiques des particules diffusantes (taille, forme et indice de réfraction). Si l'on se place à une distance r d'une particule sphérique, le champ électrique diffusé E_d peut alors s'écrire de la façon suivante :

$$\begin{pmatrix} E_{d,\parallel} \\ E_{d,\perp} \end{pmatrix} = \frac{e^{ik(r-z)}}{-ikr} \begin{pmatrix} S_1 & 0 \\ 0 & S_2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_{0,\parallel} \\ E_{0,\perp} \end{pmatrix},$$

avec S_j les éléments de la matrice de diffusion, $E_{d,\parallel}$ et $E_{d,\perp}$ les composantes parallèles et perpendiculaires du champ électrique incident et $E_{0,\parallel}$ et $E_{0,\perp}$ les composantes du champ électrique initial. Concernant l'extinction, il suffit de regarder ce qu'il se passe avec un angle de diffusion nul ($\varphi = 0$), où dans ce cas $S_1(0) = S_2(0)$. La section efficace d'extinction s'écrit alors :

$$C_{\text{ext}} = \frac{4\pi}{k^2} \text{Re}\{S_1(0)\}, \quad (1.5)$$

avec $S_1(0)$ un des éléments de la matrice complexe de diffusion, pour un angle de diffusion nul, et k le nombre d'onde dans le milieu. La section efficace de diffusion, s'écrit quand à elle de la manière suivante :

$$C_{\text{diff}} = \frac{\pi}{k^2} \int_0^\pi \{|S_1(\varphi)|^2 + |S_2(\varphi)|^2\} \sin\varphi d\varphi, \quad (1.6)$$

avec S_1 et S_2 constituant les deux éléments non nuls de la matrice d'amplitude de diffusion. La section efficace d'absorption peut se calculer ainsi :

$$C_{\text{abs}} = C_{\text{ext}} - C_{\text{diff}}. \quad (1.7)$$

Pour finalement obtenir les efficacités d'absorption, de diffusion et d'extinction, il suffit de diviser les sections efficaces par la surface des particules diffusantes, en l'occurrence πa^2 , dans l'hypothèse sphérique, avec a le rayon d'une particule.

Il existe deux configurations où le calcul des efficacités est assez simple : le premier cas est lorsque la longueur d'onde est bien plus grande que la taille caractéristique de l'objet diffusant (dans notre cas d'étude, il s'agira du rayon d'un grain de poussière). C'est le régime Rayleigh et la diffusion se fait alors de manière élastique, sans perte d'énergie et donc sans changement de longueur d'onde. Dans ce cadre là, la forme des particules importe peu. Le second cas où le calcul d'efficacités est simple, est en fait la configuration opposée, lorsque la longueur d'onde est très petite devant la taille de la particule. Dans ce cas, ce sont les règles de l'optique géométrique qui s'appliquent. Néanmoins, si la taille des grains devient comparable à la longueur d'onde, il faut avoir recours à d'autres moyens pour calculer les efficacités.

1.4.2 Théorie de Mie

La théorie de Mie permet d'étudier les cas où le régime de Rayleigh ou bien le cas correspondant à l'optique géométrique ne sont pas respectés. Il s'agit d'une méthode de calcul encore très largement employée à l'heure actuelle. Elle fut publiée en 1908 par Gustav Mie, qui a collaboré avec le physicien Ludvig Lorenz. Cette théorie a reçu de nombreux apports par la suite notamment par le physicien Peter Debye. Elle permet de calculer l'exacte solution des équations de Maxwell pour l'interaction entre la lumière et des particules homogènes parfaitement sphériques. Elle trouve ses limitations dès que l'on s'écarte de l'hypothèse de grains sphériques. Néanmoins, cette théorie a permis et permet encore aujourd'hui d'établir des diagnostics sur la minéralogie avec une qualité très satisfaisante.

1.4.3 Théorie *DHS*

Sachant que les grains dans le MIS ou dans les disques circumstellaires ne sont pas parfaitement homogènes, une autre approche que celle développée par Mie permet de prendre en compte ces différences. La méthode *DHS* permet de calculer les efficacités d'absorption et de diffusion en considérant une coquille d'une épaisseur variable mais de masse constante pour simuler des grains inhomogènes. *DHS* signifie Distribution of Hollow Spheres (Min et al. 2005), soit distribution de sphères creuses. En faisant varier l'épaisseur de la coquille, soit le volume de la sphère creuse, tout en conservant la masse, il est possible de reproduire toute une gamme de comportements qui traduisent différentes formes de particules. Le calcul des efficacités repose ensuite sur une approche statistique : les propriétés optiques moyennes d'un ensemble de particules de forme irrégulière sont représentées par la moyenne des propriétés optiques d'une distribution de particules de géométrie simple. Dans le cas de la théorie *DHS*, la distribution de particules fera varier la quantité de vide pour une coquille sphérique, tout en conservant la masse constante. Pour calculer les efficacités d'absorption et de diffusion d'une sphère creuse, nous pouvons utiliser une variation de la théorie de Mie, dite des "coated spheres" ou des revêtements sphériques. Cette technique permet de calculer les efficacités d'une sphère d'un premier matériau recouverte d'une couche d'un second matériau. En considérant le premier

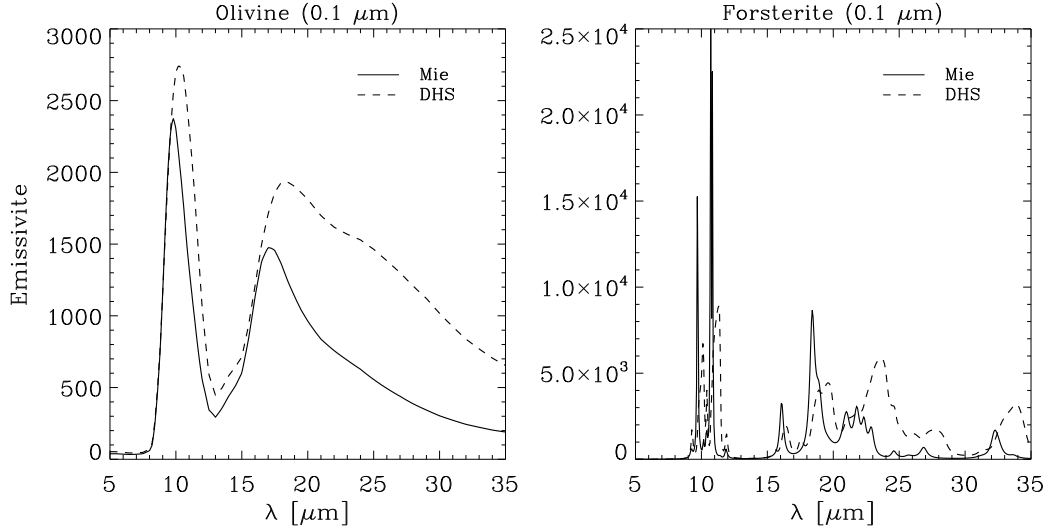


FIGURE 1.6 – Comparaison entre les calculs d’opacités avec la théorie de Mie et *DHS* pour des grains de $0.1 \mu\text{m}$ d’olivine (à gauche) et de forstérite (à droite), dans la gamme spectrale de Spitzer/IRS.

matériau comme étant du vide, nous nous retrouvons alors dans le cas d’une sphère creuse.

La Figure 1.6 montre la différence entre les opacités calculées avec la théorie de Mie et la théorie *DHS*. Le panneau de gauche présente le résultat pour des grains d’olivine de $0.1 \mu\text{m}$ et le panneau de droite pour des grains de $0.1 \mu\text{m}$ de forstérite. Concernant les grains de silicate cristallins, il y a des différences importantes entre la théorie DHS et la théorie de Mie. Les mesures faites en laboratoire sur des grains cristallins ont tendance à montrer que les efficacités obtenues avec le calcul DHS sont plus proches des mesures expérimentales que celles obtenues avec la théorie de Mie. En simplifiant, la différence entre Mie et DHS peut être comprise comme étant une rupture de la symétrie sphérique : cela signifie que nous ne pouvons avoir que très peu d’informations sur la vraie forme des grains astrophysiques en se basant sur la spectroscopie. Toutefois en moyennant les propriétés géométriques des grains, comme le fait la théorie DHS, nous obtenons des résultats en meilleur accord avec les mesures en laboratoire. En revanche, pour ce qui est des grains amorphes, les effets de forme reproduisent moins bien certaines observations de grains astrophysiques, comme par exemple le profil d’absorption en direction du centre galactique (voir Fig. 3 de Min et al. 2005). La théorie de Mie suffit donc largement pour modéliser les grains de silicates amorphes.

1.4.4 Taille des grains

La taille des grains qui absorberont la lumière est un paramètre non négligeable. En effet, comme le montre la Fig. 1.7 les petits grains ($\sim 0.1 \mu\text{m}$ en traits pleins)

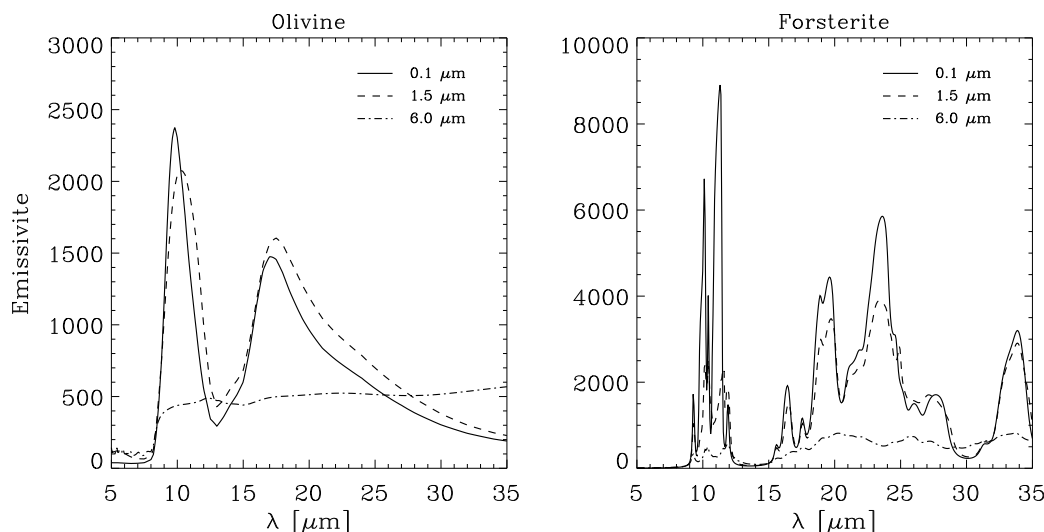


FIGURE 1.7 – Impact de la taille de grains (0.1 μm en traits pleins, 1.5 μm en pointillés et 6.0 μm en traits-pointillés) pour des grains d’olivine (à gauche, calculé avec la théorie de Mie) et des grains de forstérite (à droite, calculé avec la théorie DHS).

n’ont pas la même efficacité d’absorption que des grains plus gros (1.5 μm en pointillés) dans le moyen-infrarouge. Et l’émissivité des grains de 6.0 μm est encore plus dramatiquement réduite (en traits tirets-pointillés). Dans la gamme de longueurs d’onde explorée avec Spitzer/IRS il est de plus impossible de déterminer la minéralogie pour des grains de plus de 10 μm : si la dimension des grains est grande comparée à la longueur d’onde incidente, alors les phonons (les modes vibrationnels au sein du solide) se propageront dans le solide et résulteront dans une émission proche d’une forme de corps noir. Cela signifie que nous ne pouvons pas déterminer dans le moyen infrarouge la présence de grains dont la taille est environ supérieure à 10 μm . Finalement, la Figure 1.8 montre l’effet de différentes tailles de grains pour la raie des silicates amorphes à 10 μm : la raie s’élargit et diminue en intensité quand la taille de grain augmente. Il est intéressant aussi de noter que le pic d’émission se décale vers les plus grandes longueurs d’onde. Cet effet sera utilisé au Chapitre 2 pour mettre en évidence la présence de grains microniques dans les disques de T Tauri.

1.4.5 Forme des grains

Comme nous l’avons mentionné dans la Section 1.4.3, la forme des grains a un impact sur leurs opacités dans le domaine infrarouge. Récemment, Mutschke et al. (2009) ont investigué cet effet en comparant les opacités calculées de différentes manières à des émissivités mesurées en laboratoire. En étudiant des particules dispersées dans un aérosol, ils ont pu obtenir des informations sur les formes de grains, pour ensuite les comparer aux opacités calculées avec une nouvelle méthode détaillée dans cette étude : une distribution de facteurs de forme (DFF, pour “Distribution

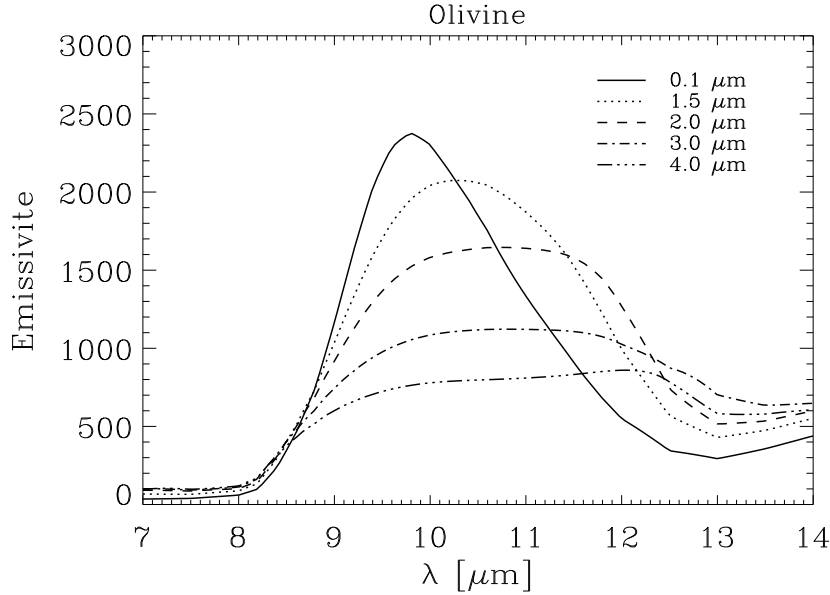


FIGURE 1.8 – Impact de la taille de grains sur la forme de la raie de l’olivine amorphe à $10\ \mu\text{m}$ (opacités calculées avec la théorie de Mie). Les tailles de grains représentées sont : 0.1, 1.5, 2.0, 3.0, $4.0\ \mu\text{m}$ /

of Form Factors” en anglais). En utilisant cette nouvelle technique, les auteurs ont réussi à reproduire les bandes d’émission infrarouge, et simultanément, obtenir des informations de forme sur les grains responsables de l’émission. Il apparaît donc que ce type de mesures en laboratoire, et ce type de développement pour calculer des opacités est primordial pour obtenir toujours plus d’informations sur les grains de poussières dans les milieux interstellaires ou circumstellaires.

1.5 Satellite infrarouge Spitzer

Une majeure partie de mon travail de thèse repose sur des données spectroscopiques issues du satellite infrarouge SPITZER qui a permis d’étudier tout un panel d’objets jeunes jusqu’alors inobservables dans le domaine infrarouge. J’ai eu à ma disposition plus d’une centaine de spectres entre 5 et $35\ \mu\text{m}$ pour étayer mon analyse de la minéralogie des grains de poussière dans les disques proto-planétaires.

Le satellite SPITZER (anciennement SIRTf pour *Space Infrared Telescope Facility*) a été lancé depuis Cap Canaveral le 25 août 2003 par la NASA. Il est constitué d’un télescope de 0.85 m et a embarqué à son bord trois instruments fonctionnant tous dans l’infrarouge. Comme l’émission infrarouge provient principalement de la radiation thermique, les instruments doivent nécessairement être refroidis à des températures basses : la température minimale étant de 5.6 K. De plus, un bouclier thermique protège le satellite des rayons du Soleil. Pour que l’émission thermique de la Terre n’interfère pas avec les instruments, le satellite suit une orbite héliocen-

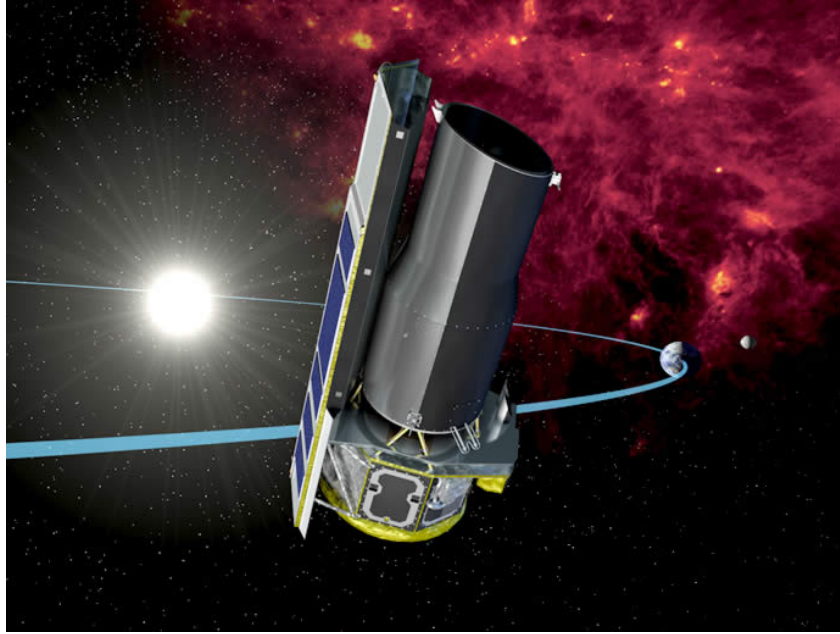


FIGURE 1.9 – Vue d’artiste du satellite SPITZER, sur son orbite héliocentrique. En arrière-plan se trouve la Terre.

trique (voir Figure 1.9), en s’éloignant petit à petit de la Terre, à une vitesse de 0.1 UA par année. Le choix de cette orbite particulière a aussi été fait pour des raisons financières : le refroidissement intégral du satellite coûtant trop cher, cette solution offre l’avantage de proposer un refroidissement passif.

Les trois instruments à son bord sont : IRAC, MIPS et IRS. Le premier, IRAC (pour Infrared Array Camera) est une caméra infrarouge qui capture des images à quatre longueurs d’onde différentes, de manière simultanée : 3.6, 4.5, 5.8 et 8 μm . Chacun des modules utilise un capteur de 256×256 pixels. Le second instrument, MIPS (pour Multiband Imaging Photometer for Spitzer) est un arrangement de trois détecteurs, fonctionnant dans l’infrarouge lointain. Les détecteurs ont une taille de 128×128 pixels à 24 μm , 32×32 pixels à 70 μm et 2×20 pixels à 160 μm . Finalement, le dernier instrument à bord est le spectrographe infrarouge IRS (Infrared Spectrograph), que nous verrons plus en détails dans le paragraphe 1.5.2.

1.5.1 Spectroscopie

Le principe de la spectroscopie repose sur la décomposition spectrale de la lumière par un composant d’optique. Le faisceau de lumière provenant du télescope est poly-chromatique, c’est à dire qu’il contient plusieurs longueurs d’onde. Le but de la spectroscopie est de séparer les différentes composantes suivant leur longueurs d’onde, et permettre ainsi d’étudier le comportement spectral de l’objet de science. Dans les débuts de l’optique la dispersion de la lumière se faisait grâce un prisme

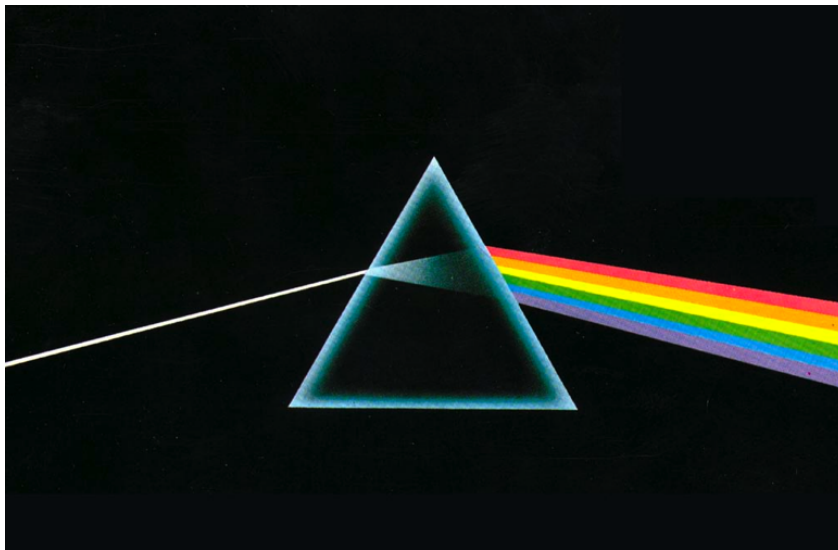


FIGURE 1.10 – Illustration de la diffraction de la lumière par un prisme (Copyright : The Pink Floyd)

(voire schéma sur la Figure 1.10). Dans cet exemple, lorsque la lumière entre dans le prisme elle est réfractée suivant un certain angle, calculé d’après la loi de Snell-Descartes ($\sin(i) = n' \times \sin(r)$), avec i l’angle incident par rapport à la normale du prisme, r l’angle de réfraction et n' la partie réelle de l’indice optique du prisme (en supposant un indice de 1 dans le milieu ambiant). De même en ressortant du prisme la lumière est à nouveau réfractée. Or l’indice optique du prisme - et donc l’angle de réfraction final - est dépendant de la longueur d’onde. Les composantes de la lumière seront donc séparées en sortant du prisme.

Aujourd’hui les composants les plus fréquemment utiliser permettant de diffracter la lumière sont les réseaux optiques. Ces réseaux de diffraction sont composés d’une série de fentes parallèles et on parle alors de réseau en transmission. La diffraction par ces réseaux repose sur le principe de Huygens-Fresnel. Le calcul est très similaire au calcul d’interférence fait pour les fentes de Young, sauf qu’il s’applique cette fois à plusieurs fentes en parallèle. Au final, avec l’aide d’un capteur en sortie du composant optique il devient possible de mesurer le flux émis par l’objet en fonction de la longueur d’onde et d’obtenir ainsi un spectre.

1.5.2 Instrument IRS

L’instrument IRS, décrit en détail dans Houck et al. (2004), est un spectrographe dans l’infrarouge moyen. Cet instrument est composé de quatre modules : deux modules, “Short-Low” et “Long-Low” (SL et LL par la suite) à faible résolution spectrale ($R \sim 60 - 127$) et deux modules “Short-High” et “Long-High” (SH et LH par la suite) à plus haute résolution spectrale ($R \sim 600$). La Figure 1.11 rapporte

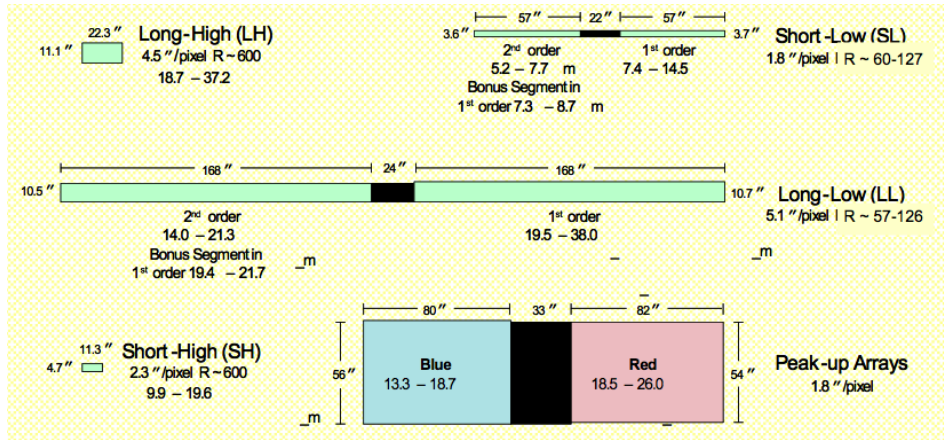


FIGURE 1.11 – Propriétés des quatre modules constituant le spectrographe IRS. Les fentes représentées ci-dessus ne sont pas parallèles dans l'instrument.

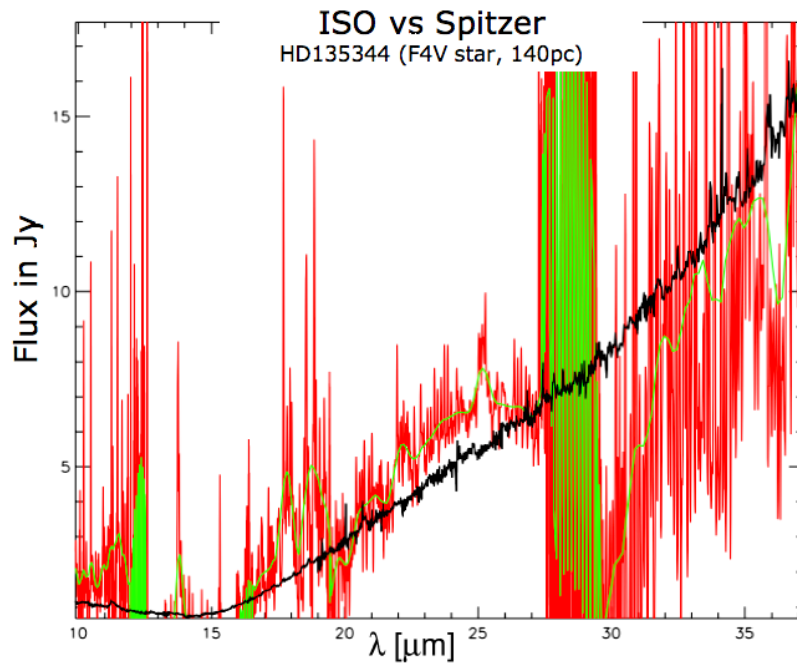


FIGURE 1.12 – Spectres provenant des satellites ISO (en rouge) et Spitzer (en noir) pour l'objet HD135344

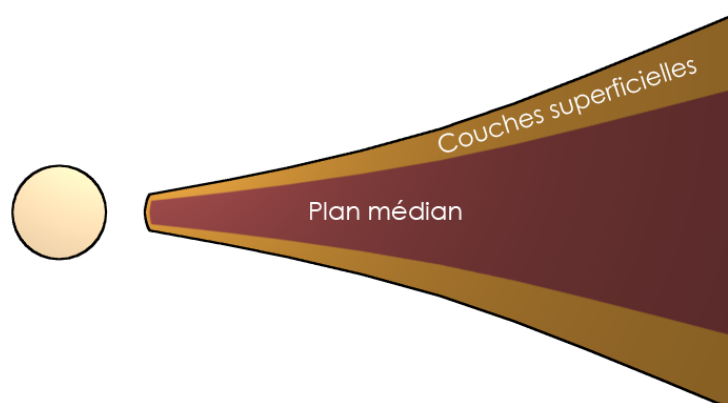


FIGURE 1.13 – Schéma d’une coupe radiale d’un disque circumstellaire, avec deux zones : le plan médian du disque (optiquement épais) et les couches superficielles (optiquement fines).

les propriétés des quatre modules. Au final, les spectres produits ont pour gamme spectrale maximale $5.2 - 38 \mu\text{m}$.

Avec son télescope large de 0.85 m et grâce aux progrès techniques faits sur les instruments (capteurs et refroidissement entres autres), Spitzer possède une sensibilité qui n’avait jamais été égale avant son lancement. Un satellite antérieur (*ISO* pour *Infrared Space Observatory* 1995-1998) proposait des observations dans la même gamme spectrale mais avec une sensibilité bien moindre. La Figure 1.12 montre bien la différence de qualité des spectres issus de Spitzer (en noir) et ISO (en rouge) pour un même objet : HD135344. Pour ce qui est de la spectroscopie des disques proto-planétaires, ISO a permis d’étudier principalement des étoiles de Herbig mais ne récoltait pas assez de flux pour pouvoir obtenir des spectres de disques autour d’étoiles moins lumineuses comme les T Tauri ou les naines brunes. C’est donc tout un nouveau panel d’objets observables qui s’est ouvert avec le lancement de Spitzer.

Autant une image provenant d’un instrument imageur est quelque chose de naturel à appréhender, autant un spectre est un outil plus abstrait : que peut-on dire en regardant le spectre d’un disque circumstellaire ? Le diamètre du télescope reste quand même plus faible que les plus grands télescopes terrestres tel les *Unit Telescope* de l’ESO au VLT (dont le diamètre du miroir principal est de 8.2 m). Spitzer ne propose donc pas une résolution spatiale suffisante pour résoudre des détails à la surface d’un disque. Ce qui signifie que le flux entrant dans la fente du spectrographe est le flux provenant non seulement de l’étoile mais aussi du disque entier, puisque ce dernier n’est pas spatialement résolu par l’instrument ; la majorité des objets observés dans le cadre de ma thèse étant en effet situés entre 100 et 200 pc , les fentes du spectrographe sont donc plus grandes que les disques. Concernant l’émission du disque, elle peut être décomposée schématiquement en deux contributions suivant

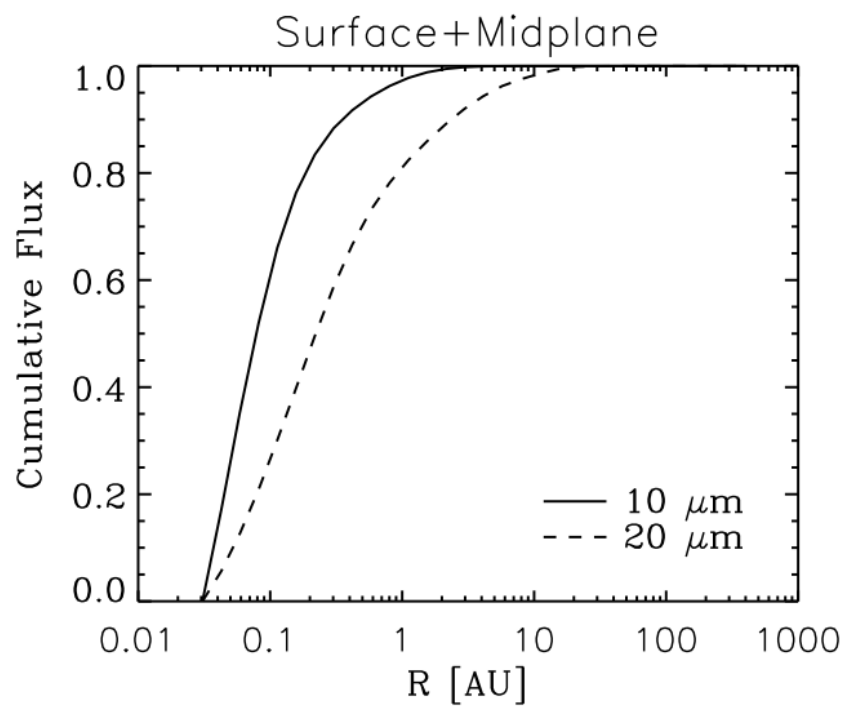


FIGURE 1.14 – Fraction de flux cumulée à 10 et 20 μm , en trait plein et pointillés, respectivement (Kessler-Silacci et al. 2006).

le modèle de Chiang & Goldreich (1997) : une émission provenant du plan médian du disque (optiquement épais) et une émission provenant des couches superficielles du disque (optiquement fines), comme représenté dans le schéma de la Figure 1.13. De l'émission du plan médian nous observerons le continuum d'émission alors que les raies en émission proviennent des zones optiquement fines. Avec IRS, il est donc possible d'étudier en détail les couches superficielles, en d'autres termes, l'atmosphère du disque. Même si l'instrument ne propose aucune résolution spatiale sur l'objet observé, la grande gamme spectrale couverte par IRS permet d'obtenir des informations spatiales indirectement. L'émission à $10\ \mu\text{m}$ ne provient pas des mêmes régions que l'émission à 20 ou $30\ \mu\text{m}$. La Figure 1.14, tirée de Kessler-Silacci et al. (2006), montre les différentes régions sondées par le spectrographe IRS en fonction de la longueur d'onde. Plus la longueur d'onde est grande plus on sondera des régions éloignées de l'objet central, ou des régions plus profondes dans le disque. Un facteur 2 sur les longueurs d'onde se traduit dans cet exemple par un facteur 10 sur la taille des régions sondées. Il est important de noter que grâce à l'instrument IRS, il est possible d'observer des régions très proches de l'étoile, qui sont les régions de formation planétaire.

Le satellite Spitzer est donc un laboratoire spatial très performant. Notamment, le spectrographe IRS a permis des avancées importantes, en ouvrant une fenêtre entière de nouveaux objets qui n'avaient pu être observés jusqu'à son lancement. Sa sensibilité, sa gamme spectrale étendue ont permis de mener des études inédites jusqu'alors. Une grande partie des résultats présentés dans ce manuscrit sont issus d'observations menées avec l'instrument IRS.

1.5.3 Programme “c2d”

La majeure partie de mon travail de thèse s'intègre dans un programme d'étude plus large : le programme “From Molecular Cores to Planet-Forming Disks” (ou “c2d” anagramme de l'anglais “Cores to Disks”). Présenté en détail dans Evans et al. (2003), le but de ce programme est d'étudier la formation stellaire et planétaire. C'est pourquoi le lancement du satellite Spitzer, avec sa sensibilité inégalée, aura été une parfaite occasion pour rassembler différentes personnes spécialisées dans ce domaine d'étude. Au total, plus de 400 h d'observations ont été allouées pour l'équipe c2d, réparties sur les trois instruments embarqués à bord.

L'ambition du programme c2d est d'essayer de répondre à plusieurs questions scientifiques sur la formation stellaire et planétaire, comme par exemple quelle est la distribution en masse des étoiles dans les nuages de formation stellaire, quelles sont les caractéristiques des enveloppes et des disques entourant les étoiles en formation. Quelques uns des principaux axes de recherche sont les suivants :

1. Dans les grands nuages de formation stellaire, comment sont réparties les étoiles jeunes et les étoiles de masse sub-stellaires ? Les instruments IRAC et MIPS sont les instruments parfaits pour répondre à cette question, car ils mettent en évidence les objets les plus rouges et par conséquent, pour une masse donnée, les étoiles les plus jeunes. Une des conclusions de Evans et al.

TABLE 1.1 – Nuages de formation stellaire observés dans le programme c2d

Nuage	Distance (pc)	Surface (deg ²)	Temps d’observations (hr)
Perseus	320	3.8	52.7
Ophiuchus	125	8.0	78.1
Lupus	125	2.4	46.6
Serpens	310	0.8	12.9
Chamaeleon II	200	1.1	15.2

(2009) est que la formation stellaire est loin d’être un processus uniforme sur tout le nuage de formation. Les objets jeunes sont concentrés dans les régions à haute extinction et où les observations millimétriques semblent indiquer la présence de coeurs denses.

2. Quel est l’impact de l’environnement des étoiles sur le temps de vie des disques circumstellaires et sur leur dissipation ? L’observation de systèmes aux environnements très différents permet de vérifier si des tendances existent entre les différents milieux. La diversité des SED observées par l’équipe c2d ne s’explique pas uniquement par la transition “traditionnelle” de Classe II vers Classe III et ceci est étudié plus en détail dans Merín et al. (2009). Cette thèse est aussi l’occasion d’étudier la diversité minéralogique de la poussière dans un large échantillon de disques jeunes.
3. Quels sont les durées de chacune des étapes de la formation stellaire ? Le but est d’observer le plus d’étoiles possibles, puis statistiquement d’estimer la durée de vie de chaque étape. Grâce au large échantillon d’objets jeunes (toutes classes confondues), Evans et al. (2009) ont pu estimer la durée de vie de chacune des étapes qui mènent à la formation d’une étoile. Les temps de vie pour les coeurs préstellaires, Classe 0, Classe I, et les “Flat SED” sont respectivement de 0.46, 0.16, 0.54 et 0.40 millions d’années. Pour les objets jeunes de Classe II le temps de vie est estimé à 2 millions d’année.

L’échantillon observé a été choisi de manière à avoir un nombre statistiquement significatif d’étoiles jeunes. Ces objets sont répartis dans cinq nuages principaux, dont les caractéristiques sont détaillées dans le Tableau 1.1. Ces cinq nuages satisfont plusieurs critères : ils possèdent encore suffisamment de gaz moléculaire, ils forment encore activement des étoiles, ils sont situés à moins de 350 pc de la Terre, et peuvent être entièrement couverts en un temps d’observation raisonnable. Les surfaces indiquées dans le Tableau 1.1 représentent la couverture pour les instruments IRAC et MIPS, et les temps indiqués sont les durées d’observations nécessaires pour couvrir ces surfaces. Quand aux observations de l’équipe c2d avec l’instrument IRS, elles représentent au final 75 h de temps de télescope.

1.6 Travail de thèse

Mon travail de thèse s'inscrit initialement dans la continuité de travaux déjà entamés au sein de l'équipe c2d et plus particulièrement sur la spectroscopie d'objets de Classe II. Un premier article, publié par Kessler-Silacci et al. (2006) présente les résultats sur les silicates amorphes à l'intérieur des disques circumstellaires, pour un échantillon de 47 objets. Les principaux résultats sont que les grains amorphes présentent un grossissement au sein du disque comparé au MIS. Ensuite, dans Geers et al. (2006) ce sont les PAHs qui sont étudiés dans les disques autour de jeunes étoiles analogues au Soleil (TTauri). Au final, très peu de détections sont reportées dans l'échantillon c2d, ce qui s'explique principalement par un effet de masquage des raies de PAHs par les raies des silicates amorphes. Finalement, dans Lahuis et al. (2007) c'est la phase gazeuse qui est étudiée au sein des disques proto-planétaires (raies de [Fe I], [Ne II] et H₂), avec des taux de détection allant de 20% pour le [Ne II] à aucune détection pour les états fondamentaux de l'hydrogène. C'est à la suite de ces travaux que j'ai eu accès aux données IRS et que mon étude a débuté.

Au moment où j'ai commencé mon travail de recherche, la plupart des études sur les silicates dans les disques proto-planétaires se concentrent sur les silicates amorphes, parfois étudiant les silicates cristallins mais uniquement pour la raie en émission à 10 μ m, comme par exemple Bouwman et al. (2001), Honda et al. (2003) ou van Boekel et al. (2005). Ce projet de travail qui est explicité dans le Chapitre 2 sur les silicates cristallins apporte aussi des contraintes sur d'autres sujets d'étude dans les disques proto-planétaires. Par exemple, il y a eu ces dernières années des avancées sur la compréhension des mécanismes de transport radial (voir les simulations de Ciesla (2009)), ou encore sur les processus de sédimentation des grains dans le plan médian du disque (voir, entre autres, les travaux de Fromang & Nelson (2009) ou Dullemond & Dominik (2008)). Les travaux de Ciesla (2009) semblent montrer qu'il est aisé d'obtenir d'importantes fractions de silicates cristallins dans les régions externes des disques, simplement en prenant en compte les transports au sein du plan médian du disque. Ces résultats sont obtenus avec un modèle de disque bi-dimensionnel et l'un des paramètres déterminant pour l'efficacité du transport est le taux d'accrétion de l'objet central, et par conséquent, le degré de turbulence dans le disque. Dans les travaux sur la sédimentation de Dullemond & Dominik (2008), ils ont étudié l'impact de la sédimentation sur la forme de la raie des silicates à 10 μ m. Ils obtiennent comme résultat que cela a un impact très modéré dès lors que l'on considère une distribution en taille de grains et non pas des tailles fixes. Finalement, dans Fromang & Nelson (2009), les auteurs ont étudié le contre-balancement de la sédimentation dans un disque turbulent, en utilisant un code de magnétohydrodynamique (MHD) globale. Ils trouvent que la diffusion turbulente s'oppose fortement à la migration des grains vers le plan médian. En effet, les fluctuations causées par la turbulence sont particulièrement fortes dans les couches superficielles des disques, où des structures ionisées se développent facilement.

L'étude que j'ai menée sur les silicates cristallins s'est tout d'abord basée sur l'analyse de la présence des raies en émission sur toute la gamme spectrale offerte

par IRS et ce travail est présenté dans le Chapitre 2. Par la suite, je me suis dirigé vers la modélisation des spectres infrarouge et ce travail est décrit dans le Chapitre 3. En essayant de reproduire les spectres il devient alors possible d’avoir une quantification de la quantité de silicates amorphes et cristallins dans les couches superficielles des disques proto-planétaires. Bien que ce type de modélisation se fasse depuis des années, comme pour déterminer la minéralogie de la poussière dans le MIS, très peu d’études ont porté sur la modélisation de toute la gamme spectrale mise à notre disposition par l’instrument IRS. Très peu de travaux avaient pour objectifs la modélisation des spectres entiers, hormis Sargent et al. (2009) qui ont étudié 65 étoiles TTauri dans l’association Taurus-Auriga. Nos résultats présentés dans le Chap. 3 sont basés sur un échantillon de 60 objets de Classe II. Ces résultats sont majoritairement en accord avec ceux de Sargent et al. (2009).

Ensuite dans le Chapitre 4, je décrirais la campagne d’observations que nous avons mené au VLTI de l’ESO, sur des objets jeunes. L’interferomètre AMBER permet de recombinaison la lumière provenant de 3 télescopes et de produire des franges d’interférences. Ainsi la résolution spatiale fournie par l’instrument peut être augmentée d’un ordre de grandeur. J’ai observé deux objets jeunes un peu particuliers, SR 21 et T Cha. Ces deux étoiles sont des “disques de transition” : il s’agit de disques en partie dépletés de poussières dans les régions internes. Une explication possible est la présence d’une planète créant un sillon large. Le schéma évolutif des objets de Classe II vers des objets de Classe III est sujet à beaucoup d’interrogations et ces observations contribuent à leur compréhension. Notamment, les travaux de Merín et al. (2009) présentent ces interrogations sur l’évolution des disques proto-planétaires.

Finalement dans le Chapitre 5, je présenterais les autres projets que j’ai eu l’opportunité d’aborder et de réaliser durant ma thèse. Je présenterais les articles auxquels j’ai contribué, en insistant plus particulièrement sur la part du travail que j’ai effectuée au sein de ces collaborations.

Analyse statistique des silicates cristallins dans les disques autour d'étoiles jeunes

L'analyse des spectres dans l'infrarouge moyen des disques proto-planétaires permet d'obtenir des informations sur la minéralogie des poussières de silicates, leur composition, leur température, ainsi que leur taille. Cela signifie qu'il est possible de remonter aux conditions physiques et chimiques qui prennent place dans ces milieux encore actuellement peu contraints. Les informations qu'il est possible de déduire de ce type d'observations dans l'infrarouge moyen sont basées sur les modes vibrationnels des structures au sein des grains de poussières. La majorité de ces bandes vibrationnelles se situent typiquement entre 10 et 50 μm , et elles prédominent l'émission thermique de la poussière. Les grains de poussières sont suspectés d'être dramatiquement modifiés, que ce soit dans leur structure ou leur composition, dans les disques circumstellaires, et c'est dans le but d'apporter un éclairage nouveau sur ces modifications que notre étude prend place. Dans le cadre du programme c2d (Evans et al. 2003), nous avons eu à notre disposition plus d'une centaine de spectres Spitzer/IRS d'objets de Classe II, répartis dans six nuages de formation stellaire différents. Ces spectres présentent une large gamme spectrale, entre 5 et 35 μm , où des nombreuses raies en émission provenant de la phase solide du milieu sont visibles. La force de cette étude réside dans son aspect statistique : le grand échantillon analysé permet d'étudier quelles sont les tendances dominantes sur la minéralogie de la poussière qui peuvent ressortir.

Notre méthode pour étudier les grains de silicates, amorphes et cristallins, a été de parcourir chacun des spectres des objets de notre échantillon est de reporter les caractéristiques de toutes les raies associées à des grains de poussières. Pour cela, j'ai choisi, d'après la littérature existante (comme par exemple Koike et al. 2000 et Molster et al. 2002), plusieurs raies en émission caractéristiques des composants recherchés. Ces composants sont principalement l'olivine et le pyroxène, tous deux sous formes amorphes, ainsi que l'enstatite et la forsterite, deux cristaux, riches en Magnésium (à faible teneur en Fer). J'ai aussi vérifié la présence d'autres composants comme la diopside, la silice ou de la fayalite ("complémentaire" de la forsterite où les atomes de Magnésium sont remplacés par des atomes de Fer). Pour déterminer les caractéristiques des raies en émission, j'ai, pour chaque raie présente, calculé un continu local, défini par les deux pieds de la raie. Cela me permettant de calculer

l'intensité de la raie ainsi que l'incertitude associée, son maximum d'émission, la valeur du continu pour le pic d'émission et sa longueur d'onde correspond à ce pic. Ce jeu de données pour chacun des objets m'a ensuite permis de chercher d'éventuelles corrélations entre chacune des raies.

Avec ce jeu de données pour une centaine d'objets, j'ai identifié plusieurs résultats significatifs sur la minéralogie dans les disques proto-planétaires. Tout d'abord, il apparaît que la cristallinité n'est pas un phénomène marginal dans les objets jeunes de Classe II : environ 3/4 des objets présentent au moins une raie en émission attribuée à des silicates cristallins. J'ai ensuite montré que l'émission étudiée par l'intermédiaire des spectres IRS peut être décomposée en deux composantes distinctes : une composante chaude responsable de l'émission autour de $10\ \mu\text{m}$ et une seconde composante plus froide qui est responsable de l'émission à plus grande longueur d'onde ($\lambda > 20\ \mu\text{m}$). Pour chacune de ces deux composantes de la population de poussières, j'ai mis en évidence une déplétion des "petits" grains (typiquement des grains submicroniques), ainsi que la présence quasiment systématique des grains de taille micronique dans les atmosphères des disques. Finalement, concernant la cristallinité, j'ai montré que des grains cristallins doivent se trouver dans les régions externes des disques (quelques UA), et il semblerait qu'il y ait d'ailleurs plus de grains cristallins dans les régions externes que dans les régions internes, résultat que nous avons qualifié de *paradoxe de cristallinité*.

Pour expliquer ces résultats, nous avons avancé un certain nombre de possibilités que je détaille ici brièvement. Premièrement, pour expliquer le manque de grains de taille submicronique, nous invoquons un mécanisme d'élimination de ces grains des atmosphères de disque par des vents stellaires ou bien par la pression de radiation. Nous avons envisagé d'autres scénarii comme une coagulation des grains (et donc un grossissement) bien plus rapide que leur fragmentation par collision, mais il s'avère que dans un milieu aussi turbulent que les disques proto-planétaires, les vitesses de fluctuations turbulentes du milieu sont trop importantes pour supporter ce scénario. Pour ce qui est de la présence des grains cristallins dans les régions externes des disques, plusieurs possibilités sont à explorer. A priori, les températures de la poussière à ces distances sont trop faibles pour que les grains amorphes soient transformés en cristallins par chauffage direct de l'étoile. Il semble donc qu'un transport se mette en place dans le disque, de l'intérieur, où sont produits les cristaux, vers l'extérieur. Plusieurs auteurs (Ciesla 2009, Keller & Gail 2004) ont déjà étudié de tels processus et dépendamment des certains paramètres (comme le taux d'accrétion, et donc la turbulence au sein du disque) le transport radial vers l'extérieur peut être très efficace. Une autre possibilité qui requiert aussi un milieu turbulent est que localement, le milieu peut être suffisamment chauffés (par un choc nébulaire, ou une compression locale et brutale) pour permettre la cristallisation de grains amorphes. Mais ces scénarii ne répondent pas au *paradoxe de cristallinité* que nous avons identifié, car ils n'expliquent pas pourquoi les régions externes apparaissent plus cristallines que les régions internes. Pour obtenir moins de grains cristallins

dans les régions internes que dans les régions plus éloignées de l'étoile, nous évoquons comme possible explication la ré-amorphisation des cristallins par des vents particuliers émergeant de l'objet central. Certaines études (Glauser et al. 2009, Riaz 2009) commencent actuellement à se pencher sur la question. Pour conclure cette introduction, ces travaux ont été acceptés pour publication dans le journal *Astronomy & Astrophysics*, sous la référence Olofsson et al. (2009) et est présenté dans ce chapitre. Le titre de l'article est "*C2D Spitzer-IRS spectra of disks around TTauri stars. IV. Crystalline silicates*" et les auteurs sont les suivants :

Olofsson J.	-	Laboratoire d'Astrophysique de Grenoble
Augereau J.-C.	-	Laboratoire d'Astrophysique de Grenoble
van Dishoeck E. F.	-	Leiden University
	-	Max Planck Institut für Extraterrestrische Physik, Garching
Merín B.	-	Herschel Science Centre
Lahuis F.	-	Leiden University
	-	SRON Netherlands Institute for Space Research
Kessler-Silacci	-	The University of Texas at Austin
Dullemond C. P.	-	Max Planck Institute for Astronomy, Heidelberg
Oliveira I.	-	Leiden University
	-	Division of Geological and Planetary Science, Pasadena
Blake G. A.	-	Division of Geological and Planetary Sciences, Pasadena
Boogert A. C. A.	-	Infrared Processing and Analysis Center, Pasadena
Brown J. M.	-	Max Planck Institut für Extraterrestrische Physik, Garching
Evans II N. J.	-	The University of Texas at Austin
Geers V.	-	Departement of Astronomy and Astrophysics, University of Toronto
Knez C.	-	Departement of Astronomy, Maryland
Monin J.-L.	-	Laboratoire d'Astrophysique de Grenoble
Pontoppidan K.	-	Division of Geological and Planetary Science, Pasadena

2.1 Introduction

The silicate dust grains that are originally incorporated into stellar nebulae and eventually constitute planet-forming disks are thought to have interstellar medium (ISM) size and composition, namely submicron in diameter and extremely amorphous (>99%) in structure (e.g. Gail 1998). Solar System comets, on the other hand, show high crystallinity fractions. The silicate grains in Oort comet Hale-Bopp are, for instance, composed of 40 to 60% of Mg-rich crystalline grains (Wooden et al. 1999, 2007; Crovisier et al. 1997), while Jupiter family comets have slightly lower crystalline fractions of about 25–35% (e.g. comet 9P/Tempel 1, Harker et al. 2007). Although the actual crystalline fraction may depend somewhat on the methodology used to calculate the dust's optical properties (e.g. Min et al. 2008), the clear detection of crystalline silicates features in comet spectra indicates that their mass

fraction is high compared to the ISM. The amorphous silicate grains that were incorporated into the Solar nebula must have been processed in the very early stages of planet formation before being incorporated into comets. Because of the high temperatures required to thermally anneal amorphous silicates and modify their lattice structure, it is generally accepted that the crystallization of amorphous silicates occurred close to the young Sun. The crystalline silicates were then transported outwards by processes such as turbulence or winds, leading to possible radial variations that may explain some of the mineralogic differences observed between small Solar System bodies today. Other processes could also explain the presence of crystals in the outer regions, such as shock waves triggered by gravitational instabilities in the solar nebula as described in Desch & Connolly (2002) and Harker & Desch (2002). Locally, such shocks could heat up enough surrounding materials to anneal and crystallize amorphous grains. In all these scenarios, silicate crystalline grains can be considered as tracers of the history of the protoplanetary, circumsolar disk.

The detection of silicates in the disks around young stars was notoriously difficult until the *Infrared Space Observatory* (ISO) and, later, the *Spitzer Space Telescope* were launched. Thanks to ISO, mid- to far-IR spectroscopy of disks around young intermediate mass stars (Herbig Ae/Be stars, hereafter, HAeBe) could be performed. Acke & van den Ancker (2004) showed that 52% of HAeBe stars exhibit emission in the $10\ \mu\text{m}$ (amorphous) silicate feature that arises from the upper layers of the disks, while 23% of these stars show features at $11.3\ \mu\text{m}$, which is associated with forsterite, a Mg-rich crystalline silicate. Using the mid-IR capabilities of MIDI on the VLT Interferometer, van Boekel et al. (2004) spatially resolved the $10\ \mu\text{m}$ emission zone for three HAeBe stars. They found a gradient of crystallinity, with a larger fraction of enstatite and forsterite crystalline grains located close to the star (1–2 AU) and lower fractions farther away in the disk (2–20 AU). This was among the first observations where the disk dust content was proven to be radially inhomogeneous.

Although TTauri stars were too faint for observations with the ISO/SWS and LWS, Natta et al. (2000) employed the lower spectral resolution ISOPHOT instrument to detect the broad amorphous silicate emission feature at around $10\ \mu\text{m}$ for 9 stars in the Chameleon I cloud; but low resolution, low signal-to-noise ratios and limited spectral range did not allow firm detection of any crystalline features in the disks around young solar mass stars. Pioneering ground-based observations of TTauri stars (hereafter TTs) nevertheless showed evidence for forsterite emission features in the terrestrial spectral window around $10\ \mu\text{m}$. Honda et al. (2003), for example, clearly identified the presence of crystalline silicate emission features (forsterite at 10.1 , 10.5 and $11.2\ \mu\text{m}$, and possibly enstatite at $10.9\ \mu\text{m}$) in the N-band spectrum ($R \sim 250$) of Hen 3-600A, and argued that the crystalline grains represent about 50% (30% enstatite, 20% forsterite) of the total mass of grains emitting at $10\ \mu\text{m}$. Because of the difficulty disentangling grain growth, emission from PAHs (Polycyclic Aromatic Hydrocarbon) or emission from forsterite as the main cause of the $11.3\ \mu\text{m}$ “feature” in some disks (see e.g. Sitko et al. 2000 and the discussion in Przygodda et al. 2003), an unambiguous assessment of the presence of crystalline silicates in large samples of TTauri disks has awaited the launch of Spitzer.

The high sensitivity and large spectral range (5–35 μm) of the IRS spectroscopic instrument onboard Spitzer permits routine mid-infrared spectroscopy of T Tauri disks in nearby molecular clouds. Surveys of young solar analogs in different star-forming regions such as those by Furlan et al. (2006) and Watson et al. (2009a) for the Taurus cloud, and of amorphous silicate features in other clouds by Kessler-Silacci et al. (2006), were performed. Detailed mineralogic fits analysing the amorphous and crystalline silicate fractions in T Tauri disks were performed by Bouwman et al. (2008, 7 TTs) and Sargent et al. (2009, 65 TTs), as well as for disks around much lower mass objects like the borderline brown dwarf (hereafter, BD) SST-Lup3-1 (Merín et al. 2007), and the BD 2MASS J04442713+2512164 in the Taurus cloud (Bouy et al. 2008), both of which show abundant crystalline silicate grains despite their low (sub-)stellar temperatures. According to Bouwman et al. (2008), the crystalline content of the inner regions of T Tauri disks appear to be mostly dominated by enstatite silicates while the crystalline content of the outer region instead seems dominated by forsterite grains. Such data point toward an inhomogeneous dust content within the disks which could result from a radial dependence of crystallisation processes, or a difference in the initial conditions under which these crystals formed. The evolution of crystalline silicates has also been studied by Watson et al. (2009a, 84 TTs), who find that within the same environmental conditions, the silicate crystalline mass fraction varies greatly, from none to nearly 100%. They find that 90% of the objects in their sample present crystalline features in the 10 μm region (either the 9.2 μm enstatite feature or the 11.3 μm forsterite feature). Regarding other crystalline features at longer wavelengths, they found that 50% of the objects surveyed had detectable crystalline features at $\sim 33 \mu\text{m}$. Also, no strong correlations between crystalline indices and stellar parameters have been found, suggesting that some mechanisms (e.g. X-ray emission, giant planets formation or migration) operate to erase the correlations that are expected from the standard models of crystallisation processes.

Here we present a comprehensive study of crystalline silicates in more than a hundred disks around young stars based on 5–35 μm IRS spectroscopic observations obtained as part of the c2d Spitzer Legacy Program “From Molecular Clouds to Planets” (Evans et al. 2003). This work is the continuation of a series of c2d/IRS papers, studying grains, PAHs and gas in inner disk regions around young stellar objects (class II). Paper I by Kessler-Silacci et al. (2006) focuses on amorphous silicate features as a proxy for grain growth in a subsample of the c2d IRS Class II objects. They find that the grain size is a function of spectral type. Paper II by Geers et al. (2006) shows evidence for low fractions of PAHs around TTs, indicating low gas phase PAHs abundance in disks as compared to the ISM. Paper III by Lahuis et al. (2007) reports the first detections of [Ne II] and [Fe I] gas-phase lines in T Tauri disks.

In this paper, we present in Sec. 2.2 IRS observations of the entire c2d/IRS sample of class II objects, and we provide in Sec. 2.3 an overview of the detection statistics of solid-state emission features, especially those from crystalline silicates. In Sec. 2.4 we study the properties of crystalline silicate grains, including their size,

and search for correlations between amorphous and crystalline silicates and between the SED shape and grain size. We further investigate the difference in crystallinity between the inner and outer regions of disks. In Sec. 2.5 we discuss the implications of our results for the dynamics of disks at planet-forming radii, and we summarize our results in Sec. 2.6. In a companion paper (Olofsson et al. 2009b, in prep.), we analyse in more detail the dust mineralogy based on compositional fitting of the complete spectra.

2.2 Spitzer/IRS observations

We present in this study the infrared spectra of disks around 108 young stellar objects obtained as part of the c2d Spitzer Legacy program. The spectra were obtained using the IRS instrument onboard the Spitzer Space Telescope. It was used to expand the early spectroscopic studies of HAeBe stars with ISO, and of a few TTs observed from the ground in the $\lambda \sim 10 \mu\text{m}$ atmospheric window. Thanks to the high sensitivity of Spitzer, a large sample of disks around low-mass and solar-mass stars could be efficiently observed.

The IRS spectrograph is composed of four different modules that enable a wavelength coverage from 5 to $37 \mu\text{m}$. Two modules, Short-Low and Long-Low (SL and LL hereafter), provide a spectral resolution between 60-127 over ranges of $5.2\text{--}14.5 \mu\text{m}$ and $14.0\text{--}38.0 \mu\text{m}$ for SL and LL, respectively. The remaining two modules, Short-High and Long-High (SH and LH hereafter), have a spectral resolution of about 600. They cover more limited spectral ranges of $9.9\text{--}19.6 \mu\text{m}$ and $18.7\text{--}37.2 \mu\text{m}$ for SH and LH, respectively.

2.2.1 Stellar sample

In this paper, we focus on Class II objects – young stars no longer embedded in their protostellar envelope and surrounded by a circumstellar disk, where the dust may already be significantly processed. Our selection contains objects classified as Class II according to the literature, but also 10 objects with no known spectral type. In this sample, 30 objects are sources newly discovered with the instrument IRAC onboard Spitzer as part of the mapping phase of the c2d project. All such objects are named with the prefix SSTc2d, and are classified as Class II objects according to Evans et al. (2009) except for one source with no known classification (SSTc2d J182909.8+03446). The object SSTc2d J162221.0-230403 is characterized as Class I, but shows amorphous $10 \mu\text{m}$ emission without additional absorption features. Two other SSTc2d objects have no classification. However, for the 10 objects with no classification in the literature, they were retained in the full list as they clearly show amorphous silicate features in emission.

The final sample contains 108 stars including 60 TTs, 9 HAeBe and 1 BD. The 38 remaining objects have no spectral classification in the literature, or are new SSTc2d stars discovered with Spitzer. This sample is distributed toward several clouds : Perseus (16 objects), Taurus (9), Chamaeleon (23), Ophiuchus (25), Lupus

(16), Serpens (15), and includes 4 isolated stars : 3 HAeBes (BF Ori, HD 132947 and HD 135344) and one TT star (IRAS 08267-3336). All six clouds are young star-forming regions (1–5 Myr), located at distances within 140 and 260 pc from the Sun, with star densities (number of young stellar objects per square parsec) lying between 3 and 13. Some clouds are therefore quite extended, like Taurus or Lupus. The main cloud properties are given in Evans et al. (2009). The complete list of IRS targets analysed in this paper, their classifications and spectral types, as well as details about the observations, are given in Table B.1.

Out of the 108 objects, four display spectra unusual for Class II objects. These objects are DL Cha, HD 132947, SSTc2d J182849.4+00604 and SSTc2d J182859.5+03003. The first three sources all display spectra reminiscent of those observed toward Oxygen-rich Asymptotic Giant Branch stars (see Sloan et al. 2003 for example spectra) while the fourth object displays a spectrum similar to a C-rich AGB star. Both SSTc2d objects located in the Serpens cloud are objects newly discovered using Spitzer/IRAC surveys. DL Cha is a known variable star in Chamaeleon and HD 132947 is an isolated Herbig star, classified in the literature as a Pre-Main Sequence star (see e.g. Valenti et al. 2003). We do not question here the classification of these four stars, but as they display unusual spectra (see Fig. C.10), we decided to remove them from the rest of the study.

2.2.2 Data reduction

The spectra presented in this paper were extracted from S13 pre-reduced (BCD) data using the c2d legacy team pipeline (Lahuis et al. 2006) which uses two different extraction methods : full aperture extraction and optimal Point Spread Function (PSF) extraction. The full aperture extraction method is applied to both low and high spectral resolution modules. For the low resolution modules, the c2d pipeline implements an extraction with a fixed-width aperture over the whole order. The source position in the slit is determined and the aperture is then centered on the source. The width is such that 99% of the flux of a point-source falls within the window. For the high resolution modules, the full slit width is used for the extraction. One disadvantage of this method is that the reduced spectra present a number of spikes (mainly due to bad pixels response, or “hot” pixels on the array, see below) that cannot be easily removed by automated pipelines.

For the PSF extraction, the observed signal is assumed to be that of a point source or slightly resolved source plus an uniform zero level. This zero level, in most cases, represents the local extended emission close to the source, and the typical PSF profile is calculated from high signal-to-noise ratio calibrator data. As this zero-level may also contain residuals from, for example, raw pipeline dark current, we remove this contribution. PSF fitting is less sensitive to bad data samples and unidentified bad pixels than the aperture extraction method. The *Spitzer Science Center* provides masks with known bad pixels, but they are not all identified. Our pipeline detects such remaining pixels. The LH array is particularly affected by this issue, but other modules require attention. With the PSF extraction method, bad pixels are simply

eliminated, whereas their values are interpolated for the full aperture extraction method. The PSF extraction method, in addition, provides an estimate of the data zero level or sky contribution to the observed spectrum. An important disadvantage of the PSF fitting method, however, is that for some modules (mainly for the 2nd orders), the PSF is subpixel in size and the extraction method can become unstable. Thus, for some sources, the 2nd order of the SL module and the 2nd order of the LL module are unavailable, leading to incomplete spectra.

In this paper, we adopt the PSF extraction method in order to obtain spectra with as few spikes as possible. Where the PSF extraction method is not available or turns out to be unstable, we use the full aperture extraction method to build spectra. We then opt for a median filtering scheme to remove the remaining spikes : for the SL and SH modules we use a median smoothing over three channels while we use a median smoothing over five channels for the LL and LH modules. Some problems were encountered with the data reduction for two objects in our sample : EC69 and ISO-Cha237. For the latter source there are two possible explanations : either the LL1 module spectrum poorly matches the LL2 module spectrum, or the LL2 module pipeline reduction failed and its slope is off. The second explanation seems the most likely, given the shape of the red side of the 10 μm feature. For EC69, flux values for some orders were null. We decided to keep these two objects in our sample, first because ISO-Cha237 shows a 10 μm feature that can be analysed. For EC69, the spectrum appears featureless, and as it is classified as a T Tauri star, we choose not to bias our results by removed “problematic” spectra.

2.2.3 Module merging and offset correction

The c2d pipeline corrects for telescope pointing errors that may lead to important flux offsets between the different modules. Some small offsets can nevertheless remain between modules even after pointing correction, and an additionnal post-processing offset correction is thus applied. This correction depends on the modules available for every spectrum. Table 2.1 gives a summary of all the possible configurations, and list the modules used in all the cases we encountered to obtain the final spectra. The exact modules used for each individual star are given in Table B.1. A tick-mark (\checkmark) means that data provided by this module are used to build the final spectrum. Priority was given to SL and LL, first because the spectral resolution is sufficient for detecting crystalline features, and second, because the high resolution modules provide noisier spectra than those from the low resolution modules. For each star, a final spectrum is then obtained by merging all the chosen modules and correcting manually for small remaining offsets. The spectra themselves are presented in Fig. 2.1, Fig. 2.2 and Figs. C.1–C.9.

2.2.4 Estimating the uncertainties

The uncertainties propagated through the c2d pipeline are dominated by the flux calibration error estimates. As our study is oriented toward the detection of

TABLE 2.1 – Overview of the modules used to obtain the final spectra.

Case	SL1	SL2	SH	LL1	LL2	LH	Number of stars
0	-	-	✓	-	-	✓	9
1	-	-	✓	✓	-	✓	2
2	✓	✓	-	✓	✓	-	51
3	✓	✓	✓	-	-	✓	18
4	✓	✓	✓	✓	-	✓	22
5	✓	✓	✓	✓	✓	-	6

Note : SL1 : 7.4–14.5 μm , SL2 : 5.2 – 7.7 μm , LL1 : 19.5 – 38.0 μm , LL2 : 14.0 – 21.3 μm

features in emission from silicates, we are only concerned with relative uncertainties which are evaluated by dividing the original spectrum by a smoothed version of itself obtained using a Savitzky-Golay filter (Savitzky & Golay 1964). This provides an estimate of the signal-to-noise ratio (SNR) on the spectrum, and is used to assess the presence of features as follows : The Savitzky-Golay filtering process calculates a local 3rd-order polynomial for every point of the spectrum, based on the four left and right neighbors. The main advantage of this filter is that it maintains the shape and contrast of the features, while “pointy” features tend to be rounded out with classical average smoothing, thereby increasing the uncertainties at the top of every feature and downgrading the actual quality of the data. The Savitzky-Golay filter has only been used to calculate the uncertainties displayed as grey envelopes in Fig. 2.1, Fig. 2.2 and Figs. C.1–C.9, not affecting the spectra themselves presented in these figures and used for the scientific analysis.

2.3 Overview of observed solid-state features

2.3.1 Observed crystalline silicates

The 104 spectra analysed in this paper are displayed in Figures C.1 to C.9, for wavelengths between 5 and 35 μm and in units of Jy (F_ν). They are sorted by cloud and increasing Right Ascension. The spectra of the four isolated stars in our sample are displayed in Fig. C.9.

Broad emission features at 10 and 20 μm from amorphous silicates can be identified in many spectra, as well as narrower emission features. The latter are identified more easily beyond 20 μm , and are due to crystalline silicates. Figure 2.1 illustrates the diversity of the spectra seen in our sample. ISO-ChaII 54 (bottom spectrum) shows many crystalline features, with a weak 10 μm band. In contrast, AS 205 (top spectrum) is almost “pristine”, with strong amorphous bands and no evidence of crystalline features¹. The third spectrum, for SSTc2d J033036.0+303024, has both

1. Extensive, narrow features not discussed in this paper, but seen between 10 and 20 μm in Fig. 2.1 are attributed to water emission lines (Salyk et al. 2008)

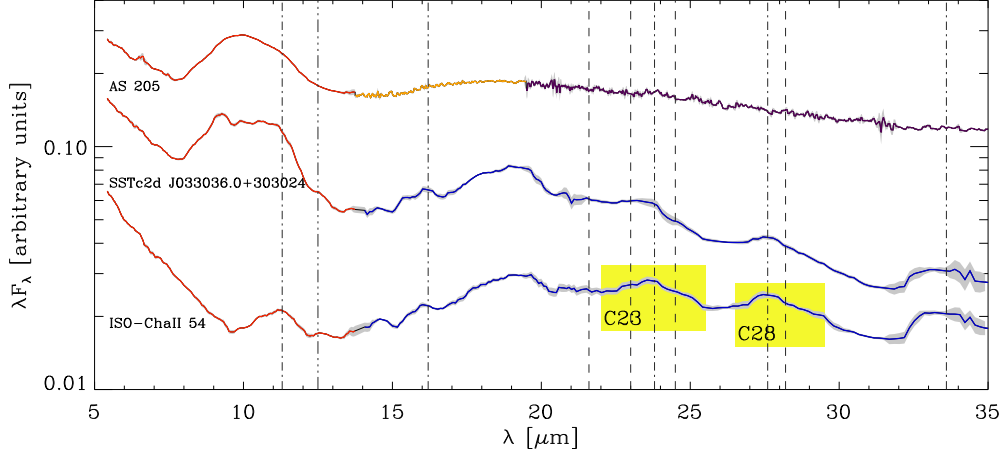


FIGURE 2.1 – Example Spitzer/IRS spectra of 3 T Tauri stars (top spectrum : SL+SH+LH modules, bottom spectrum : SL+LL). The grey envelopes correspond to $3\text{-}\sigma$ uncertainties as estimated in Sec. 2.2.4. The vertical lines show the peak positions of enstatite (dashed lines) and forsterite (dot-dashed lines) crystalline features that were searched for in every spectrum of our 108 star sample (see also Table 2.2). The $12.5\text{ }\mu\text{m}$ feature (triple-dot dashed line) is attributed to silica, and the two yellow boxes correspond to the C23 and C28 crystalline complexes discussed in Sec. 2.3.1.1.

TABLE 2.2 – Summary of the different crystalline silicate features examined in this study.

Crystal	Peak $\lambda\text{ }[\mu\text{m}]$	Measured peak $\lambda\text{ }[\mu\text{m}]$	Measured $\Delta\lambda$ Eq. Width $[\mu\text{m}]$
Enstatite (MgSiO_3)	$9.2^{(1,2)}$	9.24 ± 0.08	0.49 ± 0.11
	$21.6^{(1)}$	21.47 ± 0.16	0.45 ± 0.25
	$23.0^{(1,2)}$	C23	C23
	$24.5^{(1,2)}$	C23	C23
	$28.2^{(1,2)}$	C28	C28
Forsterite (Mg_2SiO_4)	$11.3^{(2)}$	11.26 ± 0.12	0.60 ± 0.33
	$16.2^{(2)}$	16.08 ± 0.16	0.38 ± 0.16
	$23.8^{(2)}$	C23	C23
	$27.6^{(2)}$	C28	C28
	$33.6^{(2)}$	33.1 ± 0.63	1.19 ± 0.47
Diopside ($\text{CaMgSi}_2\text{O}_6$)	$25.0^{(2)}$	25.14 ± 0.18	0.58 ± 0.22

References : ⁽¹⁾Koike et al. (2000), ⁽²⁾Molster et al. (2002)

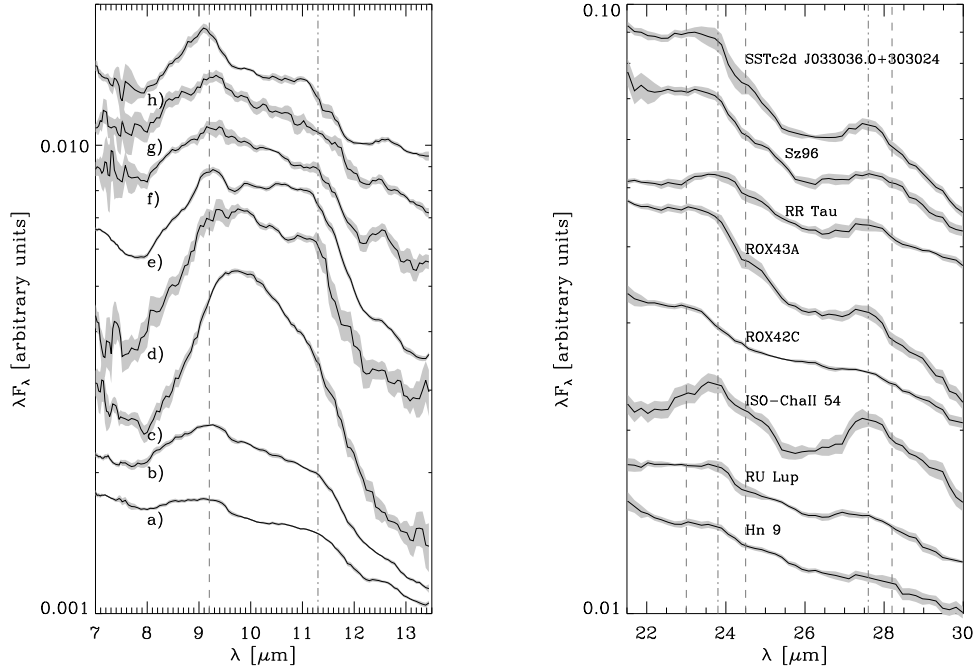


FIGURE 2.2 – *Left panel* : Examples of the 9.2 (enstatite), 11.3 (forsterite) and 12.5 μm (silica) features superposed on the amorphous 10 μm feature. *Right panel* : Examples of the C23 and C28 crystalline silicate complexes. The grey areas correspond to 3- σ uncertainties. Dashed lines correspond to enstatite emission features, dot-dashed lines correspond to forsterite emission features. The sources in the left panel are a) Wa Oph 6, b) LkH α 325, c) TW Cha, d) SSTc2d J161159.8-382338, e) SSTc2d J033036.0+303024, f) Sz52, g) XX Cha and h) ROX42C.

amorphous and crystalline features. The crystalline features in disks can, in most cases, be attributed to Mg-rich silicate minerals (with a possible contribution from Ca-rich silicates); in agreement with some model predictions (e.g. Gail 2004b and ref. therein), and as observed in solar system comets (e.g. Wooden et al. 2007).

2.3.1.1 Mg-rich crystalline silicates : Forsterite & Enstatite

Table 2.2 presents the different crystalline silicate features we searched for in every spectrum – in addition to the amorphous silicate feature at 10 μm . In Table 2.2, “Peak λ ” is taken from the literature, “Measured λ ” and “ $\Delta\lambda$ ” values are the peak positions and equivalent widths measured by our observations. “C23” and “C28” refer to silicate features blended in complexes. Uncertainties are standard deviations. Here we consider features arising from Mg-rich silicates, specifically enstatite (inosilicate belonging to the pyroxene group, with chemical formula MgSiO_3) and forsterite, the nesosilicate Mg-rich end-member of the olivine group (Mg_2SiO_4). Blowups of representative spectral features are shown in Fig. 2.2. Using IRS spectra, we cannot

disentangle differences between crystalline structures, for instance, clino-enstatite or ortho-enstatite. Still, according to Koike et al. (2000), enstatite features are most likely attributed to ortho-enstatite.

The example spectrum for ISO-ChaII 54, displayed in Fig. 2.1 as well as the blowups in the right panel of Fig. 2.2, shows that the 23.0, 24.5 μm enstatite and the 23.8 μm forsterite features can be blended into one single complex. Similarly, the 27.6 μm forsterite feature can also be blended with the 28.2 μm enstatite feature. In the following, we will treat these features as two complexes, at reference positions of 23 and 28 μm , independent of the actual crystals responsible for the observed emission. We shall note these two complexes, C23 and C28, which are by far the most frequently detected crystalline features in disks (Sec. 2.3.2.1). Fig. 2.2 displays eight example spectra of the C23 and C28 complexes. Clearly, the shape and peak positions may vary from one object to another. We will show in Sec. 2.4.1 that some of these differences may relate to the mean size of the emitting grains, although the composition (more or less enstatite compared to forsterite), grain shape, and strength of the continuum might also contribute to the diversity of the C23 and C28 features observed.

Beside the features listed in Table 2.2, other enstatite bands at 10.6, 11.7 and 19.6 μm , as well as forsterite features at 10.1 and 19.7 μm were also searched for with little success in a subsample of 47 high SNR spectra. The detection rate of these crystalline features is very low and not significant. For the two enstatite and forsterite features at ~ 19.6 and 19.7 μm , the main difficulty lies in the added noise where SH and LH modules merge, which prevents any firm detection of these two features.

2.3.1.2 Fe-rich components : Troilite & Fayalite

The formation of Mg-rich crystalline silicates by direct condensation from a gas of solar composition (as opposed to formation by thermal annealing) is expected to additionally yield iron-bearing condensates, in particular FeS (or troilite, see Wooden et al. 2007). This condensate is of great interest and, while a detailed study of the ISO spectra of two HAeBe stars (including HD 163296, Fig. C.4) carried out by Keller et al. (2002) indicates FeS in these systems, it remains difficult to detect, in general, because the main feature (between 17-26 μm), centered at 23.5 μm , is broad, and falls in a region where the IRS spectra are often noisy (due to module merging around 20 μm). Further, the disk spectra are often dominated by the presence of the 18 μm amorphous silicate feature as well as by frequent C23 emission features. Therefore, studying the presence or absence of FeS emission in the c2d sample is beyond the scope of this paper.

Another Fe-rich component that can potentially be detected in IRS spectra is fayalite, a crystal belonging to the olivine class (Fe_2SiO_4). Theoretical opacities from Fabian et al. (2001) show strong emission features around 30 μm . For small grains, three narrow features are expected at ~ 27 , 29.3 and 31.6 μm . We find there are 4 objects where fayalite may tentatively be present, all four in the Chameleon cloud

(Fig. C.3) : TW Cha, VZ Cha, WX Cha, and Sz62. Interestingly, the Sz62 spectrum also shows other features that can be attributed to fayalite, at roughly $11\ \mu\text{m}$ and $19\ \mu\text{m}$. All these objects notably display a feature centered at around $30.5\ \mu\text{m}$, which is at shorter wavelength compared to the feature from pure fayalite which lies at $31.6\ \mu\text{m}$ (e.g. Fabian et al. 2001 or Koike et al. 2003). This may reflect a small departure from pure Fe-rich crystalline olivine (e.g. $\sim 10\text{--}15\%$ Mg fraction) as illustrated by the three top spectra in Fig. 1 from Koike et al. (2003) where it is seen that the feature shifts to smaller wavelengths with increasing Mg-content. We note that there are other spectra that show some similar behaviours in the $30\ \mu\text{m}$ region, but they are of lower signal-to-noise ratio and contain possible data reduction artifacts (see e.g. RXJ0432.8+1735 spectrum, Fig. C.2). These factors make it difficult to conclude whether fayalite is present or not. Because of the small number of positive detections and because of the ambiguity between possible noise and real features, we will not investigate the presence of this component further. We do note, however, that the compositional fits to seven Spitzer/IRS spectra of TTs by Bouwman et al. (2008) show no evidence of Fe-rich materials.

However, the previous conclusion means that we do not observe pure fayalite in our spectra. Considering the following formula for crystalline olivine ($\text{Mg}_x\text{Fe}_{1-x}\text{SiO}_4$ (with $0 \leq x \leq 1$), features in the $20\text{--}30\ \mu\text{m}$ spectral range become weaker (especially around $23\ \mu\text{m}$) for Mg fractions below 0.6. This means that we are actually probing crystalline olivine with at least more than 60% of Mg compared to Fe. Still, as crystalline pyroxene is also contributing to C23 and C28 complexes, further interpretations remain difficult.

2.3.1.3 Other silicates : Diopside & Silica

Diopside, a calcium magnesium silicate, and a member of the pyroxene group ($\text{CaMg}(\text{SiO}_3)_2$), can be searched for at $\sim 25\ \mu\text{m}$. Because of the presence of the C23 complex, however, the diopside feature can sometimes be blended with the complex. Even worse, the shoulder of the complex can be mis-interpreted as a $25\ \mu\text{m}$ feature. We therefore obtain only a lower limit on the frequency at which this feature is present. The low detection rate of an additional (but weaker) $20.6\ \mu\text{m}$ diopside feature does not strengthen the confidence level of the detection of diopside in TTauri star disks.

Finally, silica (SiO_2) has also been identified in our spectra, with a feature arising at $12.5\ \mu\text{m}$. Attribution of this single feature to amorphous or crystalline silica is not straightforward. Sargent et al. (2009) showed that amorphous silica tends to produce a feature around $12.3\text{--}12.4\ \mu\text{m}$, while various crystalline silica polymorphs produce a feature centered at or slightly longward of $12.5\ \mu\text{m}$. Due to the presence of the broad amorphous $10\ \mu\text{m}$ feature, disentangling the different contributions is beyond the scope of our statistical study of the most prominent crystalline silicates. Example silica features are shown on Fig. 2.1 and the left panel of Fig. 2.2.

2.3.2 Silicate feature statistics for TTauri stars

2.3.2.1 The fraction of disks showing silicate(s) feature(s)

We developed a routine that measures the characteristics of both crystalline and amorphous ($10\,\mu\text{m}$) features. For each feature, it assumes a local continuum which is built using a two point Lagrange polynomial joining the feet of the feature, computed as follows :

$$F_{\nu,c} = F_{\nu_1} \times \left(\frac{\lambda - \lambda_2}{\lambda_1 - \lambda_2} \right) + F_{\nu_2} \times \left(\frac{\lambda - \lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} \right),$$

where $F_{\nu,c}$ is the final continuum, λ_1 and λ_2 the blue and red feet of the feature, respectively, and F_{ν_1} and F_{ν_2} , the observed fluxes at λ_1 and λ_2 , respectively. This routine returns the band flux, its peak position, the mean wavelength and the peak flux. It also returns the $1\text{-}\sigma$ uncertainty on the band flux. The results given by this procedure are presented in Tables B.2 & B.3, in the form of the SNR on the measured feature fluxes using the above procedure. Results for only 101 objects out of total 104 are shown since 3 of them (2.8% of total sample) do not display any crystalline or amorphous silicate features. Those objects are : EC 69, EC 92 and Sz 84.

Thus, the overwhelming majority ($\sim 97\%$) of the disks do show at least one feature that can be attributed to silicates. Since $10\,\mu\text{m}$ -sized or larger grains are essentially featureless in the IRS spectral range (see, for example, the theoretical opacities in Fig. 2.9), our results indicate qualitatively that inner disk atmospheres are populated by grains a few micrometers or less in size, independent of the age of our stars, and of cloud membership. Some differences between clouds are nevertheless addressed in Sec. 2.3.2.2, and a discussion concerning the size of the amorphous and crystalline silicate grains can be found in Sec. 2.4.1.

In the following, we remove the 8 HAeBe stars (plus HD 132947 that we already removed) in our survey from the statistical analysis so that the sample is composed mainly of objects classified as TTs. The statistics in the paper are therefore made on the remaining 96 objects.

2.3.2.2 The prevalence of crystalline features

Feature-by-feature statistics are displayed in Figure 2.3, which shows detection fractions of crystalline features ranging between $\sim 10\%$ and $\sim 60\%$. A visual inspection of the $28\text{--}29\,\mu\text{m}$ and $33\text{--}35\,\mu\text{m}$ features for a subset (40 TTs and 7 HAeBes) of the target sample analysed in this paper led Kessler-Silacci et al. (2006) to conclude that $\sim 50\%$ of the spectra show crystalline silicate features. Considering here the full 96 star sample and only secure detections with $\text{SNR} > 20$ for the C28 and $33.6\,\mu\text{m}$ complexes, we obtain a fraction of $\sim 65\%$ (63 out of 96) for objects displaying at least one of the two features. Including all the other crystalline features (still with $\text{SNR} > 20$), this fraction rises to $\sim 78\%$ (75 out of 96 stars). We have checked that these results are not corrupted with possible PAH emission features, and that the $11.3\,\mu\text{m}$ can be associated with forsterite. Indeed, Geers et al. (2006) identified only three objects in our sample that have potential PAHs emission at $11.3\,\mu\text{m}$: LkH α 330, T Cha

and SR 21. All the other objects cited in Geers et al. (2006) are HAeBe stars and, therefore, not considered in our sample. With additional data, Geers (2007) could confirm the presence of PAHs for LkH α 330, T Cha and SR 21, and so these three objects have then been removed from our statistics for the analysis of the 11.3 μ m forsterite feature. One other object, EC 82 is identified by Geers (2007) to have a 6.2 μ m PAH feature but with no 11.3 μ m counterpart, thereby avoiding any possible contamination in this particular case. Note that we have been as conservative as possible in identifying features, especially for the crystalline features around 10 μ m. Some spectra display a shoulder at around 11.3 μ m that could possibly be interpreted as a forsterite feature (see e.g. Sz 52 spectrum, Fig. 2.2, label *f*). We choose not to attribute such a shoulder to forsterite. Therefore, we conclude from our analysis that about 3/4 of the protoplanetary disks in our sample of young solar-analogs show at least one crystalline feature in their 5–35 μ m spectrum, meaning that dust crystallization is not a marginal process but is instead widespread at this stage of disk evolution.

It is interesting to compare these results to those of Watson et al. (2009a) who analysed 84 TTs in the Taurus-Auriga association, also using Spitzer/IRS. Developing indices measuring the departure from an ISM-like pristine 10 μ m feature, they found that 90% of the Taurus-Auriga disks show either the 9.2 μ m enstatite feature or the 11.3 μ m forsterite feature, while we obtain about 20% for both features (Fig. 2.3). In Watson et al. (2009a), any departure from the 10 μ m pristine reference spectrum is considered as being evidence for crystalline features, while we argue that this frequent departure that we also observe has more to do with a grain size effect (see Sec. 2.4.1 and Sec. 2.5.3 for further discussions). There is therefore a difference in the interpretation of the measurements that leads to inconsistent conclusions. Watson et al. (2009a) used the D'Alessio et al. (2006) model to investigate the impact of dust sedimentation on the observed dispersion in equivalent width for the 10 μ m amorphous feature. They could reproduce a broad range of observed equivalent widths by depleting the dust fraction (that consists of grains $\leq 0.25 \mu$ m in their model) in the upper layers of the disks, thereby mimicking dust settling. In a more recent paper, Dullemond & Dominik (2008) find that sedimentation has a very limited effect on the shape of the 10 μ m feature as long as a continuous grain size distribution is considered (as opposed to fixed grain sizes). For longer wavelength crystalline features, comparison with the work of Watson et al. (2009a) is possible for the 33.6 μ m forsterite feature, but not for the features around 23 and 28 μ m as they did not study these two complexes. They find that 50% of the Taurus-Auriga objects show the 33.6 μ m crystalline feature, compared to 28% for our sample, but this detection statistic is consistent with the statistics for the C23 (55%) and C28 (54%) crystalline complexes.

Figure 2.4 shows feature-by-feature statistics sorted by clouds. The largest occurrence of the C23 complex is found in the Ophiuchus cloud with about 80% of the objects showing this feature. Disks in Serpens have a prevalence of crystalline features significantly smaller than in the Perseus, Chamaeleon, Ophiuchus and Lupus clouds which show comparable fractions of amorphous and crystalline features.

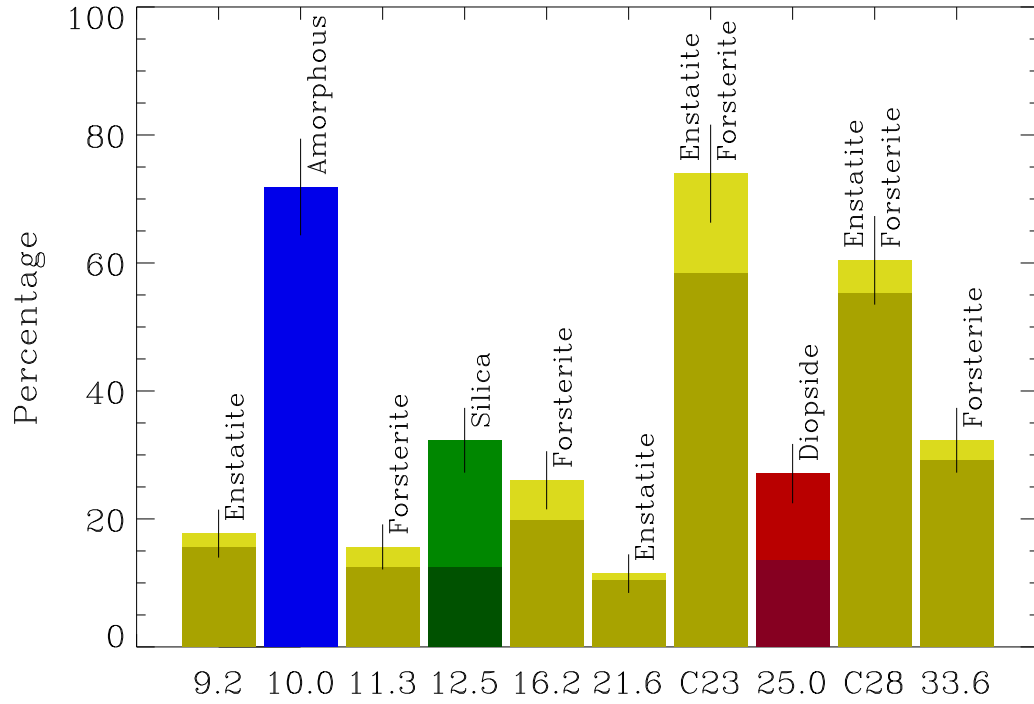


FIGURE 2.3 – Detection statistics for crystalline silicate features (yellow and red bars) for the $10.0\,\mu\text{m}$ amorphous silicate feature (blue) and for silica at $12.5\,\mu\text{m}$ (green). Darker color bars are positive detections ($\text{SNR} > 20$), and lighter color bars stand for tentative detections ($\text{SNR} \leq 20$). The uncertainties are those due to Poisson statistics.

2.4. Properties of crystalline silicates in the disks around young stars⁴⁵

The Taurus cloud shows a noticeably low frequency of the $10\ \mu\text{m}$ amorphous feature compared to the other clouds and does not appear to be balanced by a remarkably high fraction of crystalline grains when compared to the other regions. Our sample contains only eight objects in the Taurus cloud, however, which introduces a strong bias. Watson et al. (2009a) found that the amorphous $10\ \mu\text{m}$ feature is present for a large majority of the objects in their survey of 84 TTs. Therefore, discussing the differences is not statistically significant for our Taurus sample. One can notice that, except for Taurus, the five remaining clouds show very similar behavior. This points toward a rather homogeneous distribution of amorphous and crystalline silicate dust grains in disks throughout clouds. Detection statistics in the Serpens cloud are overall smaller, but the trends are the same as that in the other clouds. Our current result on the Serpens cloud will be revisited in a forthcoming paper by Oliveira et al. (in prep) who analyse a much larger sample of more than a hundred Serpens objects observed with Spitzer/IRS.

In the following, we will treat all the objects as a single sample. The first reason for this is that cloud-to-cloud differences suffer from low statistics and merging the entire sample will increase the significance of our inferences (96 objects in total). The second reason is that the trends of the different clouds seem to be similar (except for our Taurus cloud sample which has a low number of stars). Merging the sample will strengthen our conclusions thanks to the large number of Class II objects.

2.4 Properties of crystalline silicates in the disks around young stars

One may expect that the relatively large spectral range of the IRS instrument ($5\text{--}35\ \mu\text{m}$) implies that the detected short- and long-wavelength emission features could arise from physically distinct regions in the disk. Kessler-Silacci et al. (2006) and Pinte et al. (2008b), among others, have shown that for a typical TTs, the $10\ \mu\text{m}$ emission comes from a region about 10 times smaller than the $20\ \mu\text{m}$ emitting zone. We examine in this section the correlations between the detected features. In particular, we inspect the relation between the properties of the $10\ \mu\text{m}$ silicate amorphous feature (its energy, the size of its carriers, its apparition frequency) and those of the crystalline silicate features at $\lambda > 20\ \mu\text{m}$.

2.4.1 Growth of warm amorphous silicates

The amorphous $10\ \mu\text{m}$ feature is present at a rate of about 70% in our sample. Bouwman et al. (2001), van Boekel et al. (2003) and Kessler-Silacci et al. (2006) have shown that detailed studies of this feature reveal much information on dust characteristics. Especially noteworthy is that the observed shape versus strength relation for the $10\ \mu\text{m}$ feature can be reproduced by varying the characteristic grain size over the range of $0.1\text{--}3\ \mu\text{m}$. Here we analyse the $10\ \mu\text{m}$ feature by adopting the same continuum normalization and the same computational method for the shape

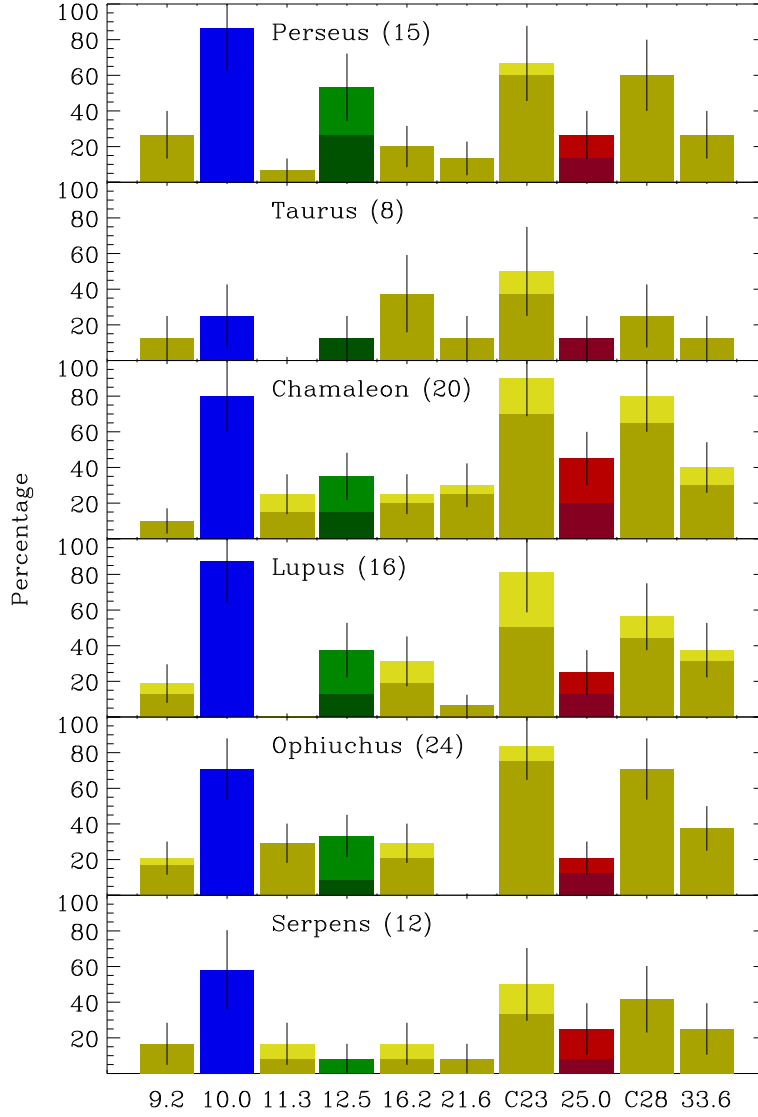


FIGURE 2.4 – Same as Fig.2.3 but now sorted by clouds. Uncertainties are again Poisson noise, derived from the number of objects per cloud : 15 for Perseus, 8 for Taurus, 20 for Chamaleon, 16 for Lupus, 24 for Ophiuchus and 12 for Serpens.

2.4. Properties of crystalline silicates in the disks around young stars 47

(flux ratio $S_{11.3}/S_{9.8}$) and strength ($S_{\text{Peak}}^{10\mu\text{m}}$) of the $10\mu\text{m}$ feature as in Kessler-Silacci et al. (2006). The different values $S_{11.3}$, $S_{9.8}$ and S_{Peak} are obtained by normalizing the observed flux F_ν as follows : $S_\nu = 1 + (F_\nu - F_{\nu,c})/\langle F_{\nu,c} \rangle$, where $F_{\nu,c}$ is the estimated linear continuum between the red and blue feet of the feature and $\langle F_{\nu,c} \rangle$ its mean value between the two feet (all fluxes expressed in Jy). We choose a wavelength range of $\pm 0.1\mu\text{m}$ around $9.8\mu\text{m}$ and $11.3\mu\text{m}$ to calculate $S_{11.3}$ and $S_{9.8}$.

Figure 2.5 (left panel) shows the known correlation between the flux ratio $S_{11.3}/S_{9.8}$ ($10\mu\text{m}$ feature shape) and S_{Peak} ($10\mu\text{m}$ feature strength). To quantify this correlation we use a Kendall τ test. The Kendall τ rank correlation coefficient measures the degree of correspondance between two datasets. If the agreement between the two sets of values is perfect then $\tau = 1$, if the disagreement is perfect then $\tau = -1$. The Kendall τ procedure also returns a probability P , computed using the complementary error function of $|\tau|$ (see Press et al. 1992 for further informations on the Kendall τ and P calculations). The P probability is the two-sided significance ; the smaller the P value, the more significant the correlation.

For the shape versus strength of the amorphous $10\mu\text{m}$ feature, we find an anti-correlation ($\tau = -0.42$) with a significance probability $P = 3.58 \times 10^{-7}$. This correlation can be interpreted as larger grains producing a flatter $10\mu\text{m}$ amorphous feature, while smaller grains produce narrower features (e.g. van Boekel et al. 2003). A thorough analysis by Kessler-Silacci et al. (2006) and Kessler-Silacci et al. (2007) of the shape-strength trend showed that more massive stars (HAeBe) tend to have sharper $10\mu\text{m}$ features than do TTs and BDs, which cluster in a region more consistent with micron-diameter grains as the typical emitting grain size. The comparison of our observations to synthetic $10\mu\text{m}$ amorphous features calculated for different grain sizes (see Sec. 2.4.6 for details on the computation method of grain opacities) confirms this trend as the bulk of our sample clusters in a region consistent with grains that have grown to sizes larger than about $2\mu\text{m}$ (left panel of Fig. 2.5).

2.4.2 Growth of cold crystalline silicates

Although a similar analysis of the $20\mu\text{m}$ amorphous emission features is rendered more difficult because of the broadness of the feature, the narrower longer-wavelength crystalline silicate features, especially the C23 complex, show a grain size-dependent behaviour that can be tested with our disk sample (see the theoretical opacities in Fig. 2.9). Similar trends could not be exploited for the C28 complex as its shape is not very sensitive to grain size (over the $0.1\text{--}3\mu\text{m}$ range). For the C23 complex, we build a feature shape index, the S_{24}/S_{23} flux ratio, computed using the same approach as for the amorphous $10\mu\text{m}$ feature. The S_{23} normalized flux is obtained by averaging the normalized (local) continuum-subtracted flux between 23.5 and $23.8\mu\text{m}$, and between 24.1 and $24.4\mu\text{m}$ for S_{24} . Figure 2.5 (right panel) shows the S_{24}/S_{23} ratio as a function of the strength of the C23 complex (C23 S_{Peak}). The Kendall test gives $\tau = -0.54$ with a significance probability below 10^{-38} , indicative of a clear anticorrelation between these two quantities.

To better evaluate the relationship between grain size and the C23 shape, we

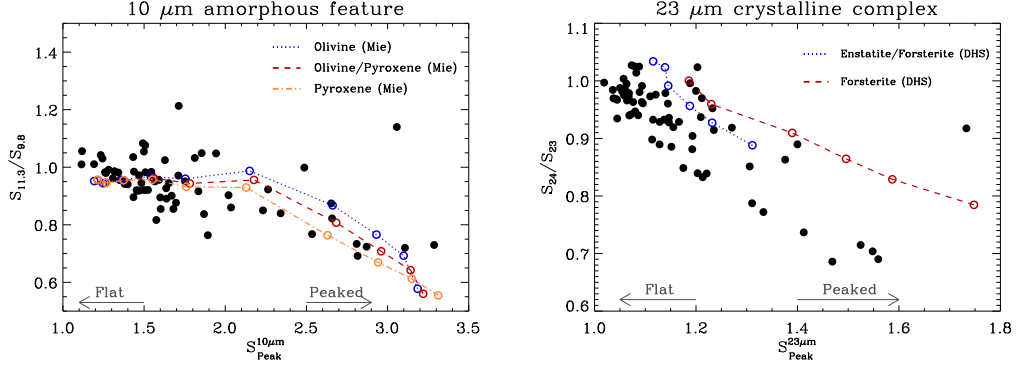


FIGURE 2.5 – *Left panel* : Correlations between shape ($S_{11.3}/S_{9.8}$) and strength (S_{Peak}) of the amorphous $10\mu m$ feature. *Right panel* : Shape (S_{24}/S_{23}) versus strength (S_{Peak}) for the C $23\mu m$ crystalline complex. Colored points and curves are derived from theoretical opacities for different mixtures. For every curve on left panel, the open circles represent different grain sizes, from bottom to top, 0.1, 1.0, 1.25, 1.5, 2.0, 2.7, 3.25, 4.3, 5.2, and $6.25\mu m$. For every curve on right panel, the grain sizes are, from bottom to top, 0.1, 1.0, 1.25, 1.5, 2.0 and $2.7\mu m$.

calculate theoretical S_{24}/S_{23} ratios for synthetic crystalline silicates opacity curves obtained using the Distribution of Hollow Spheres (DHS) method (Min et al. 2005). We consider grains between 0.1 and $2.7\mu m$ in radius, and two different compositions : 100% forsterite (Mg_2SiO_4 , using optical constants from Servoin & Piriou 1973) and a mixture composed of 50% forsterite plus 50% enstatite ($MgSiO_3$, optical constants taken from Jaeger et al. 1998). Grains larger than $\sim 3.0\mu m$, for either enstatite or forsterite, do not give striking results, as the feature disappears into the continuum. Also, a pure enstatite composition turns out to be incompatible with the observed shape for the C23 complex as it shows two unblended features at 23.8 and $24.5\mu m$. This indicates that we are not observing pure enstatite grains in our sample, a result which seems to first order consistent with Bouwman et al. (2008) who found that the very inner (~ 1 AU) warm dust population is dominated by enstatite while the dust population at large radii is dominated by forsterite. The overall shape-strength trend for the C23 crystalline complex is better reproduced for a forsterite/enstatite mixture, with characteristic grain sizes larger than $1.0\mu m$ in order to match the bulk of the measured values. This suggests that not only have the warm amorphous silicate grains grown in our sample of TTs (left panel of Fig. 2.5), but also that the colder crystalline silicate grains have coagulated into μm -sized particles and remain suspended in the upper layers of the disk atmospheres.

The offset in the right panel of Fig. 2.5 between the data points distribution and the curves obtained using theoretical opacities may come from various effects. First, we consider pure crystalline dust grains, which may be a too restrictive assumption to reproduce the observations. It allows us to see the impact of grain size, however, and to show that it matches reasonably well with the observed trend. Recently, Min et al. (2008) studied the impact of inclusions of small crystals into larger amorphous

grains, but this is too much of a refinement for our purposes. Second, we only consider pure Mg-rich crystals (no iron). According to Chihara et al. (2002), the $24.5\,\mu\text{m}$ feature of crystalline pyroxenes shifts towards slightly larger wavelengths with increasing Fe-content. Also, according to Koike et al. (2003), the peak position of the $23.8\,\mu\text{m}$ crystalline olivine feature does not shift unless the Fe-content is larger than 20%. As the S_{24} index is computed integrating between 24.1 and $24.4\,\mu\text{m}$, raising the Fe-content will produce a smaller S_{24} and therefore a smaller S_{24}/S_{23} , while the strength of the complex will decrease slightly as the $24.5\,\mu\text{m}$ feature shifts to larger wavelengths. To conclude, even if there is a small shift when comparing the observations to theoretical points, the trend is well reproduced by varying the grain size.

Interestingly, we find no correlation between the grain size proxy for the amorphous $10\,\mu\text{m}$ feature and the grain size proxy for the C23 complex. Considering the sets of values $(S_{11.3}/S_{9.8})/S_{\text{Peak}}^{10}$ as a function of $(S_{24}/S_{23})/S_{\text{Peak}}^{23}$, we obtain a Kendall's τ of 0.07, with a significance probability P of 0.44. This means that even if grain growth took place in both components, the growth of the amorphous and crystalline grains, respectively, does not seem to be correlated.

2.4.3 Relationship between the $10\,\mu\text{m}$ and C23 features with disk properties

Young flared disks are expected to show rising spectra in the mid-IR, as opposed to more evolved, settled systems having self-shadowed disks with much flatter mid-IR spectra (e.g. Dominik et al. 2003). Here we measure the slope of the spectra by the ratio of the F_{30} and F_{13} indexes, where F_{13} is the mean flux value (in Jy) in the range $13\,\mu\text{m} \pm 0.5\,\mu\text{m}$, and between $29\,\mu\text{m}$ and $31\,\mu\text{m}$ for F_{30} . The left panel of Figure 2.6 shows the correlation between the strength of the amorphous $10\,\mu\text{m}$ feature and the slope of the spectra (F_{30}/F_{13} ratio). Taking out the two outliers (blue open circles), which are known cold disks (LkH α 330 and CoKu Tau/4, Brown et al. 2007), we find a correlation coefficient $\tau = 0.29$ with a significance probability P smaller than 5.2×10^{-4} suggestive of a correlation. A similar trend is found by Bouwman et al. (2008) within their FEPS sample of seven stars, and by Watson et al. (2009a) with the Taurus-Auriga sample of 84 TTs. This can be interpreted as smaller grains (large $S_{\text{Peak}}^{10\mu\text{m}}$ values) being probed in flared disks (high values of F_{30}/F_{13}), while flattened disk (low F_{30}/F_{13} values) atmospheres are characterized by larger grains.

If dust sedimentation is the main process responsible for disk flattening, one would expect the upper layers of the disks to be depleted in large grains, hence the mid-infrared spectroscopic signature to be that of very small grains (peaked $10\,\mu\text{m}$ features). The observed trend (Fig. 2.6) very clearly refutes such a possible trend in the relation between the SED shape and that of the $10\,\mu\text{m}$ feature. The effect of dust sedimentation on the shape of the $10\,\mu\text{m}$ amorphous silicate feature was recently discussed by Dullemond & Dominik (2008) based on models. They showed that the sedimentation of the larger grains toward the disk midplane is generally not

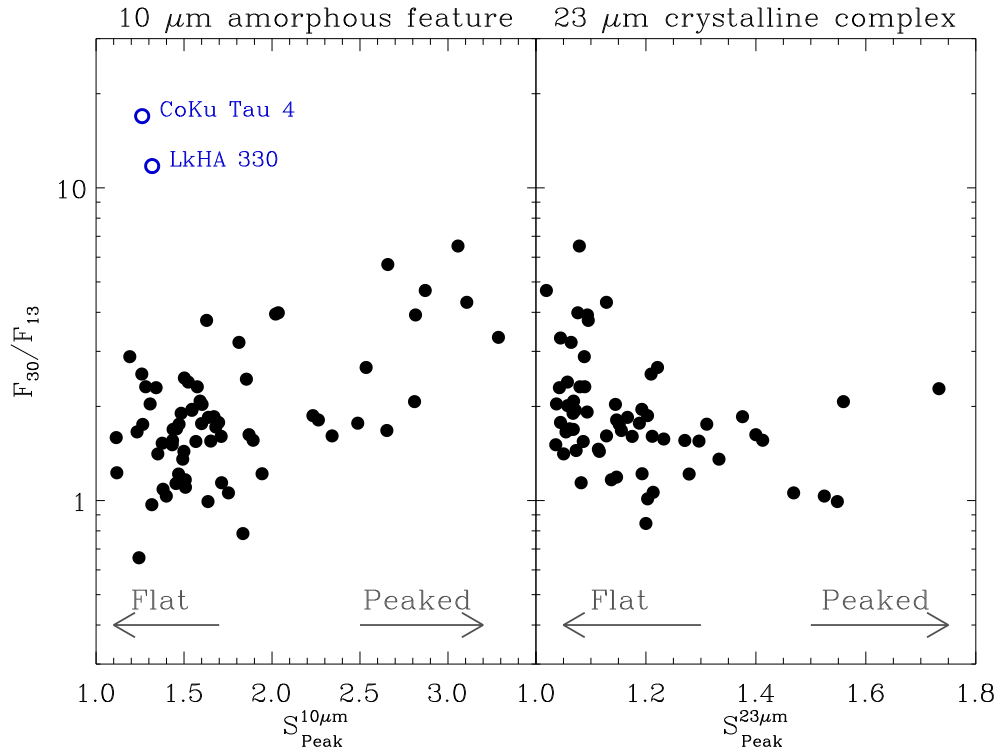


FIGURE 2.6 – *Left panel* : Correlations between the slope of spectra (F_{30}/F_{13}) as a function of the strength (S_{Peak}) of the amorphous $10\mu\text{m}$ feature. The two outliers (blue open circles) are cold disks : LkH α 330 and CoKu Tau/4. *Right panel* : Spectral slope (F_{30}/F_{13}) versus strength (S_{Peak}) for the C23 μm crystalline complex.

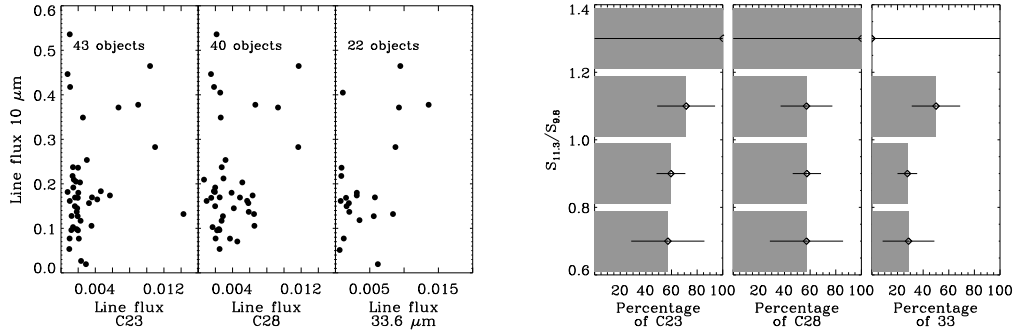


FIGURE 2.7 – *Left panel* : From left to right : correlations between the unitless line fluxes of the 10 μm feature and the C23, C28 complexes plus 33.6 μm forsterite feature. *Right panel* : From left to right : percentages of objects showing the C23/C28 complexes and 33.6 μm forsterite feature as a function of the shape of the 10 μm feature. Larger, amorphous grains are located at the top of the plot.

enough to transform a flat 10 μm feature into a peaked feature. Our observations tend to support these results as sedimentation, if assumed to be revealed by disk flattening, is generally associated with flat 10 μm features. This trend is in fact valid for the majority of the TTs in our sample as the objects cluster in the region with flat SEDs and flat silicate features in Figure 2.6.

For the C23 crystalline complex (right panel of Fig. 2.6), we find a rather weak anticorrelation, with $\tau = -0.21$ and a significance probability $P < 0.01$. The small crystalline grains with S_{Peak} larger than about 1.2 are only found in flat or slowly rising disks (F_{30}/F_{13} smaller than about 2), while the larger grains can be found in all kinds of disks. Interestingly, the very flared disks which have large crystalline grains emitting at 23 μm also show small amorphous grains in their warm component (that is, the region probed at 10 μm). Seven out of the eight objects (RY Lup, RXJ1615.3-3255, Haro 1-1, SSTc2d J162148.5-234027, SSTc2d J162245.4-243124, SSTc2d J162715.1-245139, Haro 1-16) with $F_{30}/F_{13} > 3$ on the right panel of Fig. 2.6 indeed have their counterpart in the left panel with S_{Peak}^{10} larger than about 2 (the last object being DoAr 25).

2.4.4 Relationship between the 10 μm feature and crystallinity

We find in Sec. 2.4.2 that the growth of warm amorphous silicates (probed by the 10 μm feature) is statistically disconnected from the growth of cold crystalline silicates (probed by the C23 complex). We further investigate the relationship between the amorphous and crystalline silicates features by searching for a correlation between the energy contained in the amorphous 10 μm feature and the energy contained in the C23, C28 and the 33.6 μm features. To get rid of possible distance or brightness effects we normalized the line fluxes as follows : Line flux [unitless] = Line flux [W.m^{-2}]/($\lambda \langle F_{\lambda,c} \rangle$), where $\langle F_{\lambda,c} \rangle$ is the mean value of the local feature continuum and λ is the measured central wavelength of the

considered feature.

The unitless line fluxes are displayed in the left panel of Figure 2.7, which shows that when both the C23 and the $10\ \mu\text{m}$ feature are present with $\text{SNR} > 20$, their emission energies are not correlated ($\tau = 0.06$, significance probability $P = 0.55$), although the plot would suggest that objects with low $10\ \mu\text{m}$ line flux usually also have a low C23 line flux. The middle panel of Figure 2.7 shows a similar result when both the C28 and the $10\ \mu\text{m}$ feature are present with $\text{SNR} > 20$: $\tau = 0.023$ (no correlation between these features) with a significance probability $P = 0.83$, reflecting the dispersion. Finally, the right panel of Fig. 2.7 shows a similar trend for the $33.6\ \mu\text{m}$ and the amorphous $10\ \mu\text{m}$ feature : $\tau = 0.22$ and a significance probability $P = 0.15$. Therefore, the flux radiated by the $10\ \mu\text{m}$ amorphous feature is largely unrelated to the energy contained in the crystalline silicates features that appear at wavelengths longer than $20\ \mu\text{m}$.

Similarly, the shape of the amorphous $10\ \mu\text{m}$ feature (that is, the $S_{11.3}/S_{9.8}$ ratio, which is a proxy for grain size, Sec. 2.4.1) seems uncorrelated with the emergence of the $23\ \mu\text{m}$ complex, the $28\ \mu\text{m}$ complex, or the $33.6\ \mu\text{m}$ forsterite feature. The right panel of Fig. 2.7, for example, shows the number of positive detections of the C23, C28 and $33.6\ \mu\text{m}$ features per $S_{11.3}/S_{9.8}$ bin, where the errors bars correspond to Poisson noise (square root of the number of detections). The fraction of disks with C23 and C28 features is found to be independent of the mean grain size probed by the $10\ \mu\text{m}$ amorphous feature, further suggesting that the $10\ \mu\text{m}$ feature and the C23, C28 features essentially probe disconnected populations. For the $33.6\ \mu\text{m}$ feature, the fraction of objects per bin seems less independent because of the smaller numbers of detections (23 objects with both the 10 and $33.6\ \mu\text{m}$ features).

Overall, these results suggest that the crystalline features appearing at wavelengths longer than $20\ \mu\text{m}$ and the $10\ \mu\text{m}$ amorphous feature arise from unrelated populations. On the other hand, Figure 2.8 shows the correlation between the normalized line fluxes of the C23 and C28 complexes where both are present with $\text{SNR} > 20$, and also their correlation with the $33.6\ \mu\text{m}$ feature. The Kendall τ tests and associated significance probabilities confirm the expected result that the crystalline features at wavelengths longer than $20\ \mu\text{m}$ have emission fluxes that correlate to each other.

2.4.5 Feature correlation coefficients

2.4. Properties of crystalline silicates in the disks around young stars⁵³

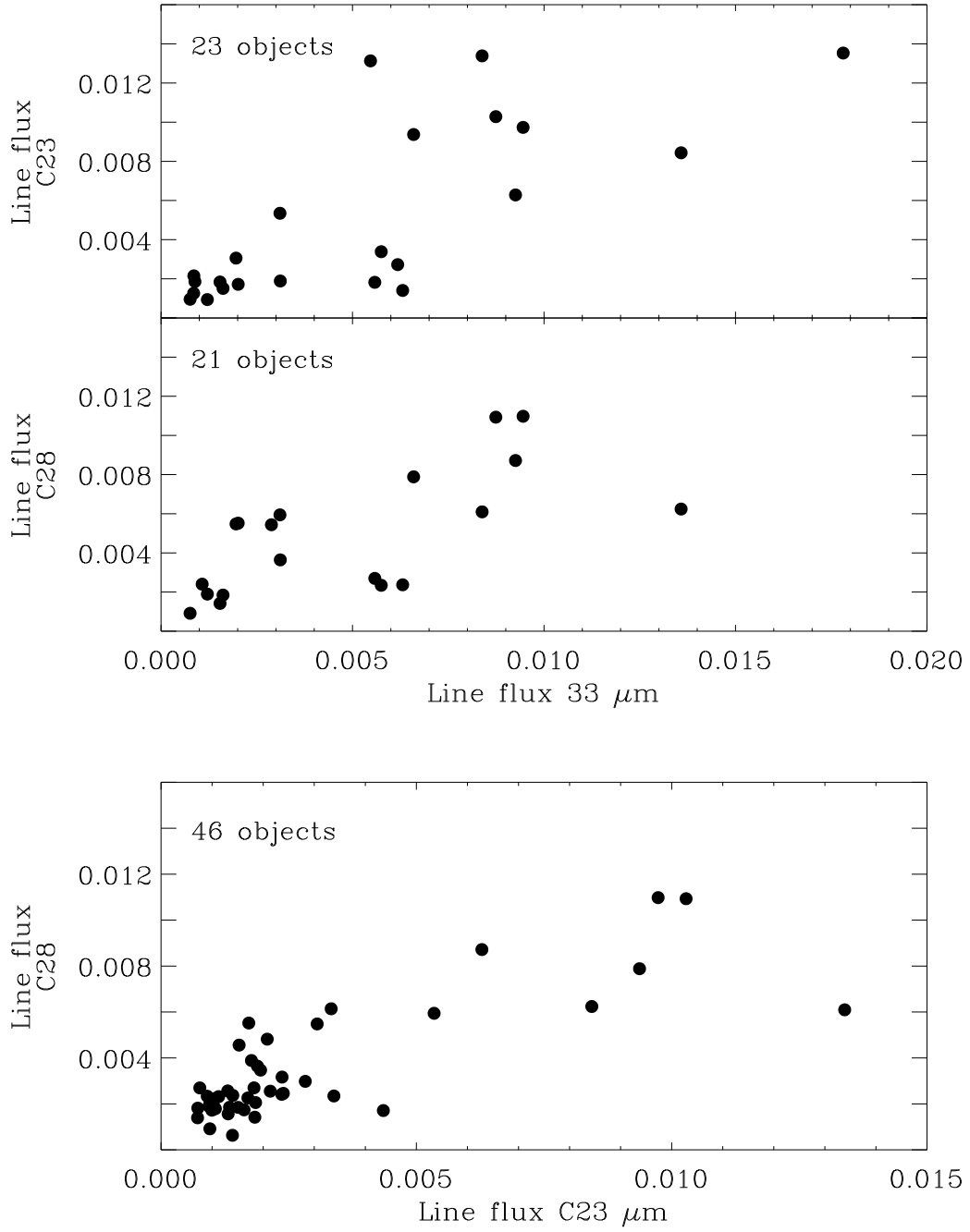


FIGURE 2.8 – *Top panel* : Normalized line fluxes for the 33.6 μm feature and the C23 complex (Kendal $\tau = 0.55$ and significance probability $P = 2.41 \times 10^{-4}$). *Middle panel* : Same but with the C28 complex ($\tau = 0.56$, $P = 3.66 \times 10^{-4}$). *Bottom panel* : Normalized line fluxes between the C23 and C28 complexes ($\tau = 0.54$, $P = 1.19 \times 10^{-7}$).

TABLE 2.3 – Correlation coefficients between the features detected with $\text{SNR} > 20$.

	9.2 μm	10.0 μm	11.3 μm	12.5 μm	16.2 μm	21.6 μm	C23	25.0 μm	C28	33.6 μm
9.2 μm	15	0.008	0.238	0.012	0.003	0.622	0.000	0.887	0.000	0.195
10.0 μm	0.187 (14)	69	0.000	0.293	0.049	0.088	0.468	0.203	0.858	0.441
11.3 μm	-0.084 (1)	-0.447 (3)	12	0.556	0.557	0.056	0.001	0.363	0.000	0.182
12.5 μm	0.179 (4)	0.075 (10)	0.042 (2)	12	0.087	0.308	0.113	0.003	0.004	0.182
16.2 μm	0.211 (6)	-0.140 (12)	0.042 (3)	0.121 (4)	19	0.000	0.000	0.732	0.115	0.068
21.6 μm	0.035 (2)	0.121 (9)	-0.135 (1)	0.072 (2)	0.253 (5)	10	0.053	0.025	0.025	0.963
C23	0.354 (15)	0.051 (43)	0.244 (11)	0.112 (9)	0.299 (17)	0.137 (8)	56	0.000	0.000	0.000
25.0 μm	-0.010 (2)	0.090 (11)	-0.064 (1)	0.214 (4)	0.024 (3)	0.159 (3)	0.325 (13)	13	0.178	0.318
C28	0.260 (13)	0.013 (40)	0.332 (12)	0.202 (10)	0.112 (13)	0.158 (8)	0.619 (46)	0.095 (9)	53	0.001
33.6 μm	0.092 (6)	0.055 (22)	0.095 (5)	0.095 (5)	0.129 (8)	-0.003 (3)	0.288 (23)	0.071 (5)	0.233 (21)	28

2.4. Properties of crystalline silicates in the disks around young stars

The one-to-one correlation probabilities between the detection frequencies of all the features examined in this study with $\text{SNR} > 20$ are displayed in Table 2.3. The diagonal shows the total number of positive detections for any given feature (these numbers being close to percentages of detections as we have 96 objects). The lower part of the Table displays the Kendall τ values as well as the number of spectra with common detections of the considered features between parenthesis. The Kendall significance P probabilities are displayed in the upper part.

At this point, it is interesting to understand the meaning of the inferred Kendall τ values in this Table. Some correlations appear possible according to the Kendall τ values but only because both features are absent from spectra. Consider as an example the $11.3\ \mu\text{m}$ forsterite feature and the C23 complex, for which we obtain $\tau = 0.244$ and $P = 0.001$, for 12 detections of the $11.3\ \mu\text{m}$ feature and 56 detections of the C23 complex, indicating a weak correlation. Out of the 96 stars, 11 spectra show both features, one spectrum shows the $11.3\ \mu\text{m}$ feature only, and 45 objects show the C23 complex only. The other 39 ($96 - 45 - 1 - 11$) objects show neither the $11.3\ \mu\text{m}$ feature nor the C23 complex, and these objects account for concordant pairs. This explains why we find a weak correlation (non-zero τ value), as the number of concordant pairs (50) is of the order of the number of discordant pairs (46) for this example. In this case, we could eliminate objects that do not show either of these two features from the statistics, and we would obtain an anti-correlation with $\tau = -0.25$ and $P = 0.004$. Therefore, in order to have comparable numbers for all the features, irrespective of the number of detections, we decide to consider the entire sample for the calculation of the correlation coefficients, even when spectra do not show any of the considered features.

The detection frequencies of the $10\ \mu\text{m}$ amorphous feature and the C23 complex are found to be essentially uncorrelated ($\tau = 0.051$ with $P = 0.47$). Similar results are obtained when considering the $10\ \mu\text{m}$ feature and the C28 complex ($\tau = 0.013$ with $P = 0.86$), and also the $10\ \mu\text{m}$ and $33.6\ \mu\text{m}$ features ($\tau = 0.055$ with $P = 0.44$). For the C23, C28 complexes and the $33.6\ \mu\text{m}$ feature, we have, respectively, 43, 40 and 22 common detections with the amorphous $10\ \mu\text{m}$ feature (which is observed in 69 spectra). The C23 and C28 complexes, as well as the $33.6\ \mu\text{m}$ forsterite feature, do therefore appear in spectra independently from the presence of the $10\ \mu\text{m}$ feature. On the other hand, the C23 complex appears to be coincident with the C28 complex in our spectra ($\tau = 0.619$ with $P < 10^{-38}$), which concurs with our results based on line fluxes (Sec. 2.4.4). The $33.6\ \mu\text{m}$ feature also appears to be coincident, to a slightly lesser extent with the C23 complex ($\tau = 0.288$ with $P < 10^{-38}$), and the C28 features ($\tau = 0.233$ with $P = 3 \times 10^{-3}$). The number of common detections also confirm these trends.

Table 2.3 further shows that the forsterite $11.3\ \mu\text{m}$ feature is anti-correlated with the amorphous $10\ \mu\text{m}$ feature ($\tau = -0.44$, only 3 objects show both the $10\ \mu\text{m}$ and the $11.3\ \mu\text{m}$ features). The anti-correlation between the forsterite $11.3\ \mu\text{m}$ feature and the amorphous $10\ \mu\text{m}$ feature could be explained by a contrast effect. Indeed, the $11.3\ \mu\text{m}$ feature could potentially be present but hidden by the stronger amorphous feature (see discussion in Sec. 2.4.6 for a more detailed analysis of this effect).

Interestingly, the crystalline features in the $10\ \mu\text{m}$ range (9.2 and $11.3\ \mu\text{m}$) seem to be correlated with both the C23 and C28 complexes : if crystalline features are present in the $10\ \mu\text{m}$ spectral range then the presence of the two complexes is highly probable. Still the reverse is not true, if one of the two complexes (C23 or C28) is present, it is not guaranteed that we will find the 9.2 or $11.3\ \mu\text{m}$ features. This reflects that the correlation is dominated by objects where none of the considered features is present. Furthermore, as we find no strong correlation for the line fluxes between these features, this would mean that there is a general increase of crystallinity for several objects, compared to the rest of the sample. Also, the two features at 9.2 and $11.3\ \mu\text{m}$ do not seem to be correlated with the $33.6\ \mu\text{m}$ forsterite feature. The declining quality of the data (lower SNR) at the long wavelength end of the IRS spectra may explain this trend in part, as some (lower contrast) $33.6\ \mu\text{m}$ features may not have been detected. Another possible explanation could be that the $33.6\ \mu\text{m}$ forsterite feature probes an even colder disk region than the population probed by C23 and C28 complexes.

To summarize, our results show that the C23, C28 and $33.6\ \mu\text{m}$ crystalline features probably arise from the same population of grains. Also, the detections of the 9.2 and $11.3\ \mu\text{m}$ crystalline features are correlated with the detections of C23 and C28 (but the presence of one of the longer wavelengths complexes does not guarantee the detection of 9.2 or $11.3\ \mu\text{m}$ features), which can be interpreted as a general increase of crystallinity in the inner and outer regions of disks. However, this crystalline population seems to be disjoint from the population of amorphous silicate grains that produce the $10\ \mu\text{m}$ feature.

2.4.6 Degree of crystallinity of the warm versus cold disk regions

Both Figures 2.3 and 2.4 show larger occurrences of the C23 and C28 emission features than of shorter wavelength crystalline silicate features, especially the 9.2 (enstatite) and $11.3\ \mu\text{m}$ (forsterite) features. As silicates are expected to thermally anneal close to the star, this result may reflect a counterintuitive positive gradient of the crystalline silicate fraction toward colder temperatures. However, the presence of the broad, and generally strong, amorphous $10\ \mu\text{m}$ feature may lower the contrast of (or even hide) the shortest wavelength crystalline features preventing direct conclusions. We examine in this section this apparent *crystallinity paradox* by comparing our Spitzer/IRS observations to synthetic spectra.

To better gauge the actual differences between the degrees of crystallinity of the warm ($\lambda \sim 10\ \mu\text{m}$) versus cold ($\lambda > 20\ \mu\text{m}$) disk regions, we generate synthetic spectra representative of the observations, from which we then extract line fluxes as was performed for the IRS spectra in Sec. 2.3.2.1. We consider amorphous species that include silicates of olivine stoichiometry (glassy MgFeSiO_4 , optical constants from Dorschner et al. 1995), and silicates of pyroxene stoichiometry (glassy $\text{MgFeSi}_2\text{O}_6$, optical constants from Dorschner et al. 1995). For the crystalline species, we use enstatite (MgSiO_3) optical constants from Jaeger et al. (1998) and forsterite (Mg_2SiO_4) optical constants from Servoin & Piriou (1973). Theoretical mass opacities κ_λ are

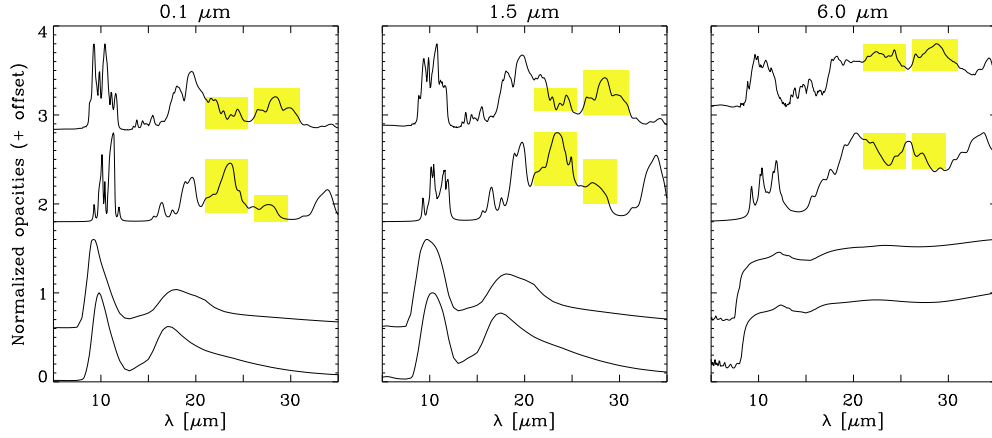


FIGURE 2.9 – Example mass opacities (in arbitrary units) used to model the IRS observations. From bottom to top : amorphous olivine, amorphous pyroxene, crystalline forsterite and crystalline enstatite. The left panel shows opacities for a grain size $a = 0.1 \mu\text{m}$, $a = 1.5 \mu\text{m}$ for the middle panel and $a = 6.0 \mu\text{m}$ for the right panel. Some of the features discussed in Secs. 2.3.1.1 and 2.3.1.3 can be recognized. Yellow boxes are places of both C23 and C28 crystalline complexes.

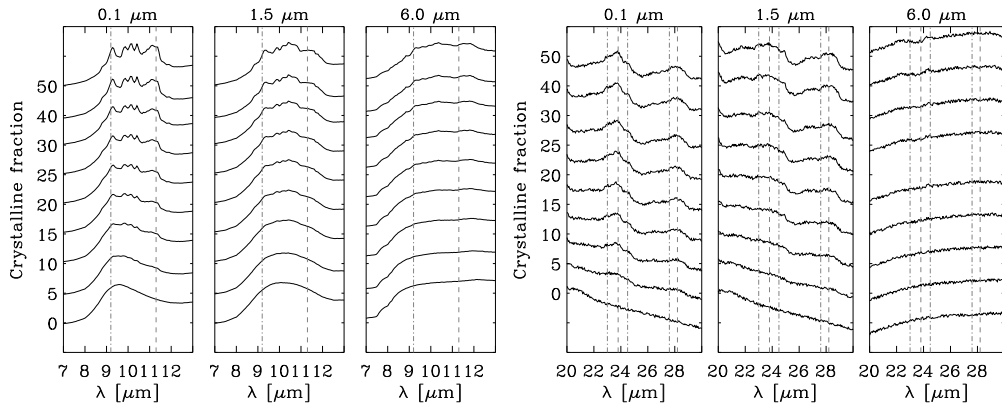


FIGURE 2.10 – Synthetic spectra, in arbitrary units, for mass fractions of crystalline silicates from 0% to 50% (steps are : 0, 5, 10, 15, 20, 25, 30, 40, 50%, see Sec. 2.4.6 for more details). The impact of the grain size on the detectability of the $11.3 \mu\text{m}$, C23 and C28 features is considered for $0.1 \mu\text{m}$, $1.5 \mu\text{m}$ and $6.0 \mu\text{m}$ grains.

computed using Mie theory (valid for hard spheres) for the amorphous species and DHS theory (Distribution of Hollow Spheres, Min et al. 2005) for the crystalline silicates. Twelve example opacity curves for the four compositions and three typical (in terms of spectroscopic signature) grain sizes ($0.1\ \mu\text{m}$, $1.5\ \mu\text{m}$ and $6.0\ \mu\text{m}$) are displayed in Fig. 2.9.

The synthetic spectra of Fig. 2.10 have been generated by adding to a representative continuum (C_ν), the mass opacities of amorphous and crystalline silicates, multiplied by relative masses and by a blackbody at reference temperatures (350 K for the warm region, and 100 K for cold region). The amorphous content is a 50 :50 mixture of olivine and pyroxene and the crystalline content is a 50 :50 mixture of enstatite plus forsterite. The adopted $10\ \mu\text{m}$ representative continuum is given by the median values (mean slopes and mean offsets : $C_\nu = \bar{a} \times \lambda + \bar{b}$) of all the local continua linearly ($C_\nu^i = a^i \times \lambda + b^i$) estimated in Sec. 2.3.2.1 for the observed amorphous $10\ \mu\text{m}$ features : $C_\nu = 0.01 \times \lambda + 0.097$, with C_ν in Jy and λ in μm . Similarly, a representative C23/C28 continuum has been derived for cold synthetic spectra : $C_\nu = -0.001 \times \lambda + 0.43$ (C_ν in Jy and λ in μm).

To obtain as representative synthetic spectra as possible, we compute the median observed continuum over feature ratio (i.e., the continuum flux divided by the height of the feature) for the $10\ \mu\text{m}$ feature and the C23 complex. For the amorphous $10\ \mu\text{m}$ feature, we obtain a ratio of 2 and we therefore normalize the opacities, before adding them to the continuum (C_ν), so that the synthetic spectra show similar ratios. For the C23, we measure a median continuum over feature ratio of 20 ± 10 , and we normalize the opacities in order to get a ratio between 10 and 30 in the synthetic spectra. This exercise could not be reproduced for the large $6.0\ \mu\text{m}$ grains because the shapes of their C23/C28 features are not representative of the observed features (especially for the forsterite grains, see right panel of Fig. 2.9), suggesting such large grains are not the main carriers of these features. As a final step, the synthetic spectra are degraded by adding random noise, with a maximum amplitude of 1.8×10^{-3} Jy for the warm spectra and 7.2×10^{-3} for the cold spectra, representative of the quadratic sum of the measured uncertainties on the Spitzer data over in the $10\ \mu\text{m}$ region and in the C23/C28 spectral range. The synthetic observations displayed in Fig. 2.10 are then processed as in Sec. 2.3.2.1 to derive the band fluxes of the crystalline features.

The theoretical SNRs for the 9.2 , $11.3\ \mu\text{m}$, C23 and C28 crystalline silicate features, assuming crystalline mass fractions between 0% and 50% and characteristic grain sizes, are displayed in Figure 2.11. It is seen that the SNR reached in the simulations compare well with the measured SNR values, especially for micron-sized grains (Table B.2). The diagonal-striped areas correspond to crystalline mass fractions where the continuum over C23/C28 feature ratios could hardly match the median observed values, or which totally fail to reproduce them. This means that we are not able to discuss the detectability of features for crystalline mass fractions smaller than 5 and 15% for grains sizes of 0.1 and $1.5\ \mu\text{m}$, respectively. In the particular case of the $6.0\ \mu\text{m}$ grains, as explained above, we cannot compute SNR for C23 and C28 complexes as opacities do not match typical observations.

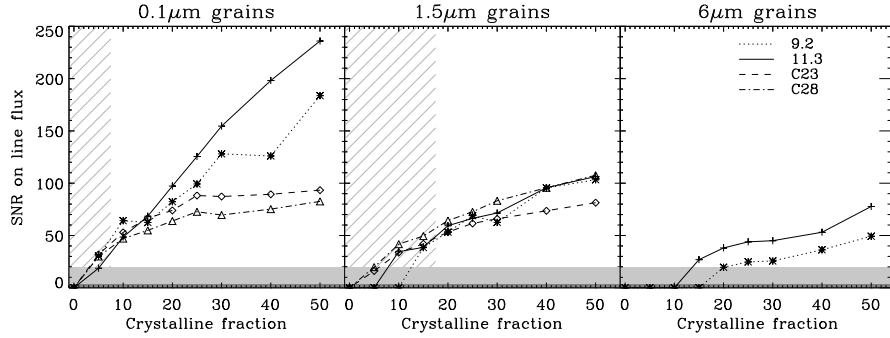


FIGURE 2.11 – Signal-to-noise ratio of the $9.2\ \mu\text{m}$, $11.3\ \mu\text{m}$, C23 and C28 integrated line fluxes measured as in Sec. 2.3.2.1 but on the synthetic spectra displayed in Fig. 2.10 (see text for details about the models). The light gray area represents the conservative detection threshold used in this paper ($\text{SNR}=20$), while the dark gray area shows the $\text{SNR}=3$ limit. Grey diagonal stripes are the loci where theoretical opacities are not consistent with typical observations.

We see in Fig. 2.11 that the SNR of the crystalline features drops with increasing grain size (especially the $9.2\ \mu\text{m}$, $11.3\ \mu\text{m}$ features) and with decreasing crystalline mass fraction, as expected. A crystalline fraction of $\sim 5\%$ or larger seems to be enough that all four of the studied crystalline features are observable if the grains are sub-micron in size. For the $1.5\ \mu\text{m}$ -sized grains, crystalline mass fractions of about 15% are required, (1) to obtain spectra consistent with observations, and (2) to detect all the features studied with $\text{SNR}>20$. For higher crystalline mass fractions, they all present very similar behaviors. For $6.0\ \mu\text{m}$ -sized grains, it becomes more difficult to trace the detectability of the C23 and C28 features as opacities become much less consistent with typical observations. For $9.2\ \mu\text{m}$ and $11.3\ \mu\text{m}$, crystalline fractions larger than 20% and 15%, respectively, are required in order to detect these features with $\text{SNR}>20$.

Since the observed features in our sample are mainly produced by μm -sized grains (Sec. 2.4.1), which in particular produce a shoulder at the location of the $11.3\ \mu\text{m}$ crystalline feature, we conclude that the physical processes that preferentially place μm -sized grains in the disk atmospheres do not contribute much to the measured differences between the number of detections of the $11.3\ \mu\text{m}$ feature compared to the number of detections of the C23 complex (Figs. 2.3 and 2.4).

To summarize, we find an apparent *crystallinity paradox*, namely a noticeable difference in detection statistics for the $11.3\ \mu\text{m}$ and C23 features, with more than 3 times more detections for C23 compared to the number of detections of the $11.3\ \mu\text{m}$ forsterite feature. This seems counterintuitive as shorter wavelengths are expected to probe warmer disk regions where grains can crystallize more efficiently. We investigated the possibility that crystalline features could be hidden by amorphous features. The effect seems insufficient to explain the observations, but we cannot predict firmly the real impact of this effect until the Spitzer observations are confronted by

a more detailed compositional analysis. This is deferred to a future paper (Olofsson et al. 2009b, in prep.).

2.5 Discussion

2.5.1 On the lack of Fe-rich silicates

Because of the large number of objects analysed in this paper, our results raise challenging questions on the dynamics and (chemical) evolution of planet-forming disks regions that are in principle not statistically biased. For instance, the lack of Fe-rich silicates in our 96 star sample² reinforces the result by Bouwman et al. (2008) obtained with their 7-star sample. Silicates crystals studied in this analysis may contain iron, as seen in Sec 2.3.1.2 but magnesium is the most abundant element. Several scenarios can explain this apparent lack of iron. First, Davoisne et al. (2006) found that a reduction reaction during the thermal annealing of ferro-magnesian amorphous silicates at temperatures below 1000 K can produce pure forsterite crystals plus spheroidal metallic particles. The iron is therefore locked inside a metallic nanophase that cannot be observed. Secondly, according to Nuth & Johnson (2006), simple thermal annealing in the warm inner regions of the disk cannot produce Fe-rich silicate crystals. As the annealing timescale for iron silicates is larger than for magnesium silicates (Hallenbeck et al. 2000), the lifetime of such Fe-rich silicates against the evaporation timescale is expected to be too short for these grains to crystallize and then be transported outward in the disk. Still, thermal annealing induced by shocks may be able to produce both Fe-rich and Mg-rich crystals at the same time.

2.5.2 On the need for turbulent diffusion and grain-grain fragmentation

The new grain size proxy introduced here for cold crystalline silicates (via the C23 complex) indicates that the upper layers of the disks are preferentially populated by μm -sized grains. This result also holds for the warm disk region using the classical size proxy for the carriers of the 10 μm amorphous feature (Fig. 2.5). Adopting a purely sequential evolutionary approach for the solid constituents in disks, where interstellar-like grains coagulate to form micron-sized dust aggregates, then pebbles and planetesimals, a straightforward conclusion from these results would be that grain agglomeration occurred in the first few AU and that we are witnessing an intermediate, regular step of the growth of solid particles along their way to form planets. Nevertheless, this picture is most certainly an oversimplified view of the processes at work in planet-forming regions around young stars as it does not fit with basic dynamical considerations. Indeed, the short settling time-scale of μm -sized grains in a laminar disk, and their expected fast growth which will accelerate sedimentation (Dullemond & Dominik 2005; Laibe et al. 2008), both argue

2. except 5 marginal detections discussed in Sec. 2.3.1.2

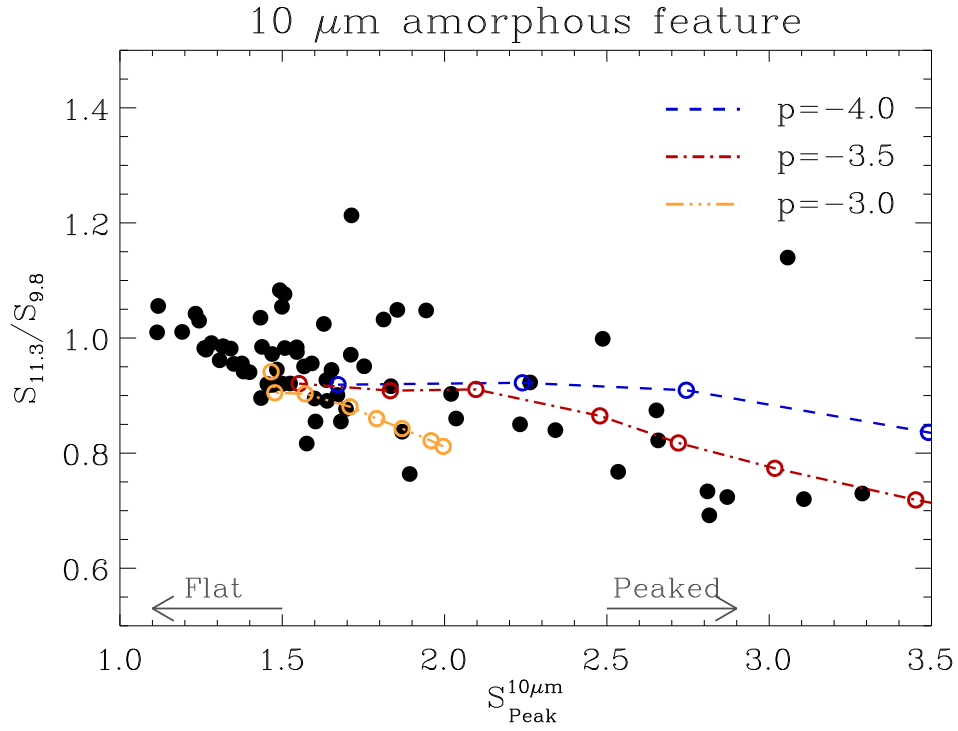


FIGURE 2.12 – Correlation between shape and strength for the amorphous $10\mu\text{m}$ feature compared to models assuming a power law grain size distributions with indexes between -4 and -3. For each colored curve, from right to left, open circles correspond to minimum grain sizes a_{min} equal to 0.1, 0.5, 0.75, 1.0, 1.5, 2.0 and $4.0\mu\text{m}$. For blue points only the last four minimum grain sizes are represented, for red points the $0.1\mu\text{m}$ point is not shown, as their $S_{\text{Peak}}^{10\mu\text{m}}$ is larger than 3.5.

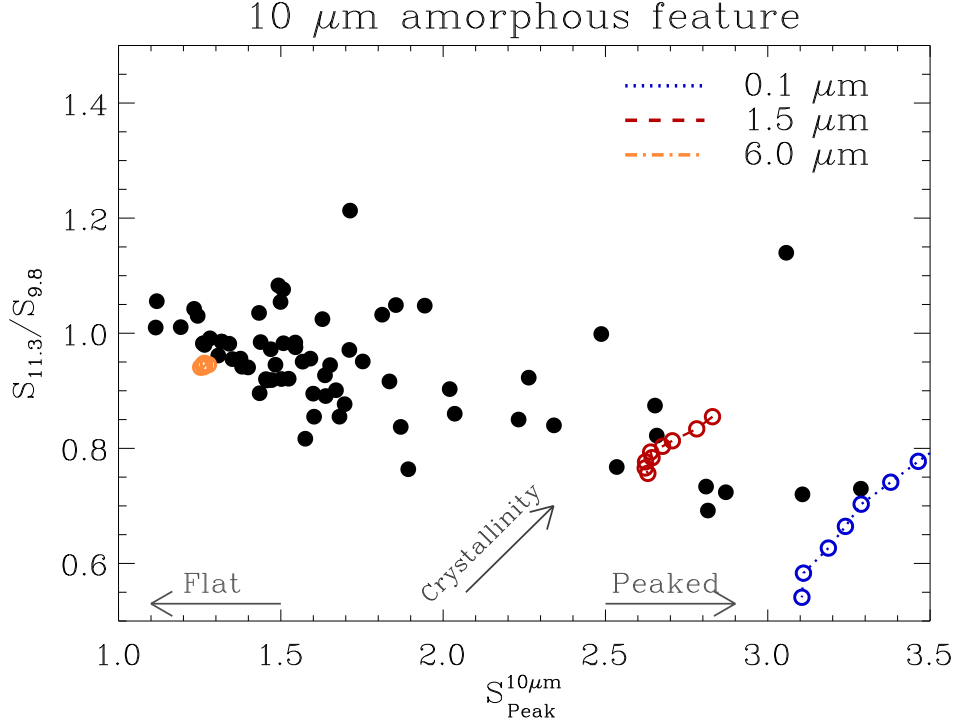


FIGURE 2.13 – Correlation between shape and strength for the amorphous $10\,\mu\text{m}$ feature compared to models assuming a variation in crystallinity fraction, for three different grain sizes. For each grain size, increasing crystallinity goes from bottom left to top right, from 0% to 50% crystallinity (0, 5, 10, 15, 20, 25, 30, 40, 50%)

in favor of some processes that sustain the disk atmosphere with grains that have mid-infrared spectroscopic signatures (grains smaller than about $10\,\mu\text{m}$) over a few Myr. Therefore, our results support the replenishment of the disk upper regions by the vertical transport of dust particles (e.g. turbulent diffusion, Fromang & Nelson 2009), likely combined with grain-grain fragmentation to balance the expected efficient growth of solid particulates (that accelerates sedimentation, Dullemond & Dominik 2005; Laibe et al. 2008). In this picture, the grains observed at mid-IR wavelengths would then result from the destruction of much larger solid particles (an assumption consistent with the presence of millimeter-sized grains in most T Tauri disks, e.g. review by Natta et al. 2007), rather than from the direct growth from interstellar-like grains.

2.5.3 On the depletion of submicron-sized grains

A consequence of the above conclusion is that one would have to explain the general apparent depletion of submicron-sized grains in the disk zones probed by mid-IR spectroscopy. The fact that we see a flat, boxy $10\,\mu\text{m}$ feature profile for most TTs indicates that there cannot be many submicron-sized grains, because

their emission would overwhelm the few large grains. Grain-grain collisions are nevertheless expected to produce fragments with a range of sizes that are likely to extend to the submicron domain (i.e. the size of the monomers that form μm -sized aggregates). This effect might be enhanced by the large velocity fluctuations (a fraction of the local sound speed) found at high altitudes above the disk midplane in disk simulations with MHD turbulence (Fromang & Nelson 2009). Qualitatively, submicron-sized grains, lifted in the disk atmospheres by turbulent diffusion or produced locally, are therefore expected to be abundant, which contradicts the IRS observations.

2.5.3.1 Impact of the size distribution

The above conclusion is based on our single, characteristic grain size approach (Secs. 2.4.1 and 2.4.2) and one may question whether this assumption affects our interpretation of the observations. To answer that question, we calculate mean cross-sections as follows :

$$\sigma_{\text{abs}} = \int_{a_{\text{min}}}^{a_{\text{max}}} \pi a^2 Q_{\text{abs}}(a) dn(a) / \int_{a_{\text{min}}}^{a_{\text{max}}} dn(a),$$

where a is the grain radius, Q_{abs} is the dimensionless Mie emission/absorption coefficient for a 50 :50 mixture of amorphous pyroxene and olivine, and $dn(a) \propto a^p da$ is the differential grain size distribution. We arbitrarily choose $a_{\text{max}} = 100 \mu\text{m}$ (large enough that it does not affect the calculations for MRN-like size distributions), and we vary the minimum grain size a_{min} between 0.1 and $4.0 \mu\text{m}$. Using a classical MRN ($p = -3.5$) grain size distribution, we find that the diversity of $S_{11.3}/S_{9.8}$ and $S_{\text{Peak}}^{10\mu\text{m}}$ values is well reproduced by adjusting the minimum grain size a_{min} , and that the bulk of the observations is reproduced for a_{min} larger than $2 \mu\text{m}$ (Fig. 2.12), a result consistent with our single grain size analysis. Nevertheless, another way to avoid having peaked $10 \mu\text{m}$ amorphous features typical of pristine grains is to use a flatter slope for the size distribution. For example, p values larger than -3 reduce the contribution of submicron-sized grains to the mean absorption cross-section (see Fig. 2.12 with $p = -3$), creating an amorphous $10 \mu\text{m}$ feature that is large and boxy despite the presence of some submicron-sized grains. Therefore, the majority of the points is located at the left side of Fig. 2.12, which either probes μm -sized grains as the small end of the size distribution, or much flatter grain size distributions compared to the MRN, meaning that the amount of small grains is at least severely diminished in the regions probed by the Spitzer/IRS.

2.5.3.2 Impact of the crystallinity

Several studies (e.g. Bouwman et al. 2001, Honda et al. 2006 or van Boekel et al. 2005) mention the possible impact of the crystallinity on the shape versus strength correlation for the $10 \mu\text{m}$ feature. According to these studies, the presence of crystalline grains can mimic the flattening of the feature. Min et al. (2008) recently investigated in detail this effect by considering inhomogeneous aggregates. Their

Fig. 2 shows that $S_{\text{Peak}}^{10\mu\text{m}}$ remains approximately constant for crystalline fractions up to 20% (the maximum fraction considered in their study) while $S_{11.3}/S_{9.8}$ rises, suggesting a shift along the y -axis of Fig. 2.12 due to crystallinity rather than along the observed trend.

In order to further investigate the impact of crystallinity on this correlation, we use the synthetic spectra described in Sec. 2.4.6. The only difference is that we do not normalize opacities anymore to obtain a constant ratio between feature strength and continuum. Normalizing opacities would lead to a constant $S_{\text{Peak}}^{10\mu\text{m}}$, which is not what we want to characterize here. We therefore normalize the opacities, for each grain size, so that only the strongest feature reaches a ratio of 2 between the continuum and the feature strength. Other features are normalized with the same factor and obviously present a higher ratio between continuum and feature strength. This normalization is done in order to reproduce spectra similar to observations, and still conserve the diversity of feature strengths. Subsequently, values for $S_{9.8}$, $S_{11.3}$ and $S_{\text{Peak}}^{10\mu\text{m}}$ are derived in the same way as in Sec 2.4.1. Fig. 2.13 shows the impact of crystallinity on the shape versus strength for the $10\mu\text{m}$ feature. We consider three grain sizes (0.1 , 1.5 and $6.0\mu\text{m}$) and the same composition as in Sec. 2.4.6 : 50 :50 mixture of olivine and pyroxene for the amorphous content and 50 :50 of enstatite and forsterite for the crystalline population. The crystallinity fraction varies from 0% to 50% (0, 5, 10, 15, 20, 25, 30, 40 and 50%), and increasing crystallinity goes from bottom left to top right on the plot. We note that for $6.0\mu\text{m}$ -sized grains the effect is negligible, while it is more dramatic for $0.1\mu\text{m}$ -sized grains. The spread induced by an increase of crystallinity is almost orthogonal to the direction of the correlation. This result was also found by Kessler-Silacci et al. (2006) (Fig. 10e). The direction of this deviation can be understood when considering opacities for amorphous and crystalline grains. For the same mass of dust, crystalline grain emission will be stronger compared to amorphous grains. Therefore adding some crystalline grains to a purely amorphous dust content will give a $10\mu\text{m}$ feature stronger *and* broader (because of crystalline features at, e.g., $11.3\mu\text{m}$ in the case of forsterite). This will thus produce a higher value of $S_{11.3}/S_{9.8}$ and at the same time a stronger $S_{\text{Peak}}^{10\mu\text{m}}$.

Crystallinity therefore does impact the correlation and may be responsible for a dispersion in the direction orthogonal to the correlation, but according to the opacities, it cannot solely explain the observed trend.

2.5.3.3 Hypothesis for the depletion of submicron-sized grains

Several solutions could be envisaged to explain the apparent depletion of submicron-sized grains at high altitudes above the disk midplane. The fragmentation time-scale of grains in disk atmospheres may be longer than the grain growth timescale, thereby quickly eliminating the smallest and most freshly produced sub-micronic grains. The high velocity fluctuations observed in MHD simulations at high altitudes, do not, in principle, work in favor of this scenario. An alternative possibility may be that the submicron-sized grains are evacuated from the upper layers of the disks by stellar winds or radiation pressure. The impact of radiation pressure

on grains in young disks has been explored by Takeuchi & Lin (2003) and presents several advantages. First, it acts on short timescales as long as the grain size reaches a threshold, usually referred to as the blowout size limit, below which the radiation pressure force overcomes the gravitational and gas drag forces. Second, the blowout size limit falls in the right regime of grain sizes (close to a micrometer for silicates) for solar-type stars in the presence of some gas.

It is interesting to apply the latter scenario to the case of more luminous stars. According to Kessler-Silacci et al. (2007), HAeBe stars tend to show a widest variety of $10\,\mu\text{m}$ silicate features, including the peaked features attributed to submicron-sized grains. Because of their higher temperature and luminosity, HAeBe stars are expected to have upper layers that are even more ionized than those of T Tauri stars, thereby enhancing the turbulence if it is supported by disk magnetic fields, as well as velocity fluctuations. This would therefore encourage the systematic production of submicron dust fragments in disk atmospheres. On the other hand, silicate grains of a few micrometers and smaller, are in principle more prone to be eliminated by radiation pressure. Nevertheless, the latter reasoning assumes an optically thin medium at the wavelengths where grains absorb most, namely in the UV and visible. The optically thin region at mid-IR wavelengths is likely to be essentially opaque in the UV/visible, and this opacity will affect more strongly the most luminous stars, thereby possibly reducing the blowout size limit.

Clearly, the depletion of submicron-sized grains in the disk atmospheres of most T Tauri stars should be further investigated by models to examine the likelihood of the scenarios discussed above (competition between coagulation and fragmentation, stellar winds, radiation pressure, ...)

2.5.4 On radial mixing

The coldest disk component probed by our IRS observations shows a rather high crystallinity fraction. According to Fig. 2.3, the $23\,\mu\text{m}$ and $28\,\mu\text{m}$ complexes are detected in more than 50% of the spectra. In a scenario where silicate crystals form by thermal annealing, the production of crystalline silicates can only occur on reasonably short time-scales near the star ($T > 900\,\text{K}$), namely in regions much hotter than those emitting at $\lambda > 20\,\mu\text{m}$. The observed cold crystals would thus have been radially transported there from the inner disk zone, which according to two-dimensional models can occur around the midplane of accretion disks (Ciesla 2009, and references therein). Keller & Gail (2004), for example, find that ~ 5 to 30% of the total mass that is transported inward at high disk altitudes is transported outward near the disk midplane. For a solar mass star with an accretion rate of $\dot{M} = 10^{-6} M_{\odot}/\text{yr}$, Ciesla (2009) estimates the crystalline fraction at 10 AU to be about $\sim 40\%$ by the end of his simulations. As the accretion rate becomes smaller, the crystalline fraction drops accordingly : $\sim 10\%$ and $\sim 1\%$ for $\dot{M} = 10^{-7} M_{\odot}/\text{yr}$ and $10^{-8} M_{\odot}/\text{yr}$, respectively. However, Watson et al. (2009a) find only a weak correlation between the accretion rate and the crystalline features arising at around $10\,\mu\text{m}$, and no correlation with the $33\,\mu\text{m}$ feature, leading the authors to suggest that

some mechanisms may be erasing such trends. Alternatively, other crystallisation processes at colder temperatures (e.g. via nebular shock, Desch & Connolly 2002) could also contribute to the presence of crystals at significant distances from the central object (e.g. Kimura et al. 2008).

It is noteworthy that the warmer disk zone seems significantly less crystalline than the colder regions, although detailed compositional analysis of the IRS spectra is required before firmly concluding this must be so (Olofsson et al. 2009b, in prep.) Interestingly, compositional fits to some individual IRS spectra by Bouy et al. (2008) and Sargent et al. (2009) do show the need for larger amounts of silicate crystals in the outer regions compared to inner regions (e.g. 2MASS J04442713+2512164 and F04147+2822). If radial mixing leads to the large crystalline fraction in the cold disk component, it leaves the disks with an inhomogeneous chemical composition in the solid phase. Some re-amorphisation processing of the crystalline grains, by X-ray emission or cosmic rays for example, could also contribute to the apparent lack of crystals in the inner regions of disks.

This result of a cold region being more crystalline compared to the inner warm regions seems, at first glance, to be in contradiction with the results by van Boekel et al. (2004) who observed three HAeBe stars with the mid-IR instrument MIDI for the VLTI interferometer. Using different baselines, they found that the inner regions (1–2 AU) of the disks are more crystalline compared to the outer regions (2–20 AU). Beside the fact that their sample is limited to 3 intermediate mass objects while we analyse a statistically significant TTs sample, direct comparison of their observations with ours is not straightforward. They do have spatial information, but only for the $10\,\mu\text{m}$ spectral region, while we cover a larger spectral range. We, on the other hand, are observing the entire disk with Spitzer/IRS, with no direct spatial information. An ideal and challenging way to confront such kinds of interferometric data with IRS would be to repeat similar observations for TTs and even better, at wavelengths larger than $20\,\mu\text{m}$. This will ultimately require space-born interferometers because of the poor atmosphere transmission in the mid-IR. With such observations, however, we would then be able to constrain the crystalline fraction in the inner and outer regions of the disk more directly.

2.5.5 On the similarities with Solar System objects

Studies of Solar System asteroids and comets show strong similarities with our results. First of all, laboratory studies of asteroidal and cometary solids have shown that they contain very little ISM-like materials. The 81P/Wild 2 samples from the Stardust mission McKeegan et al. (2006), for example, show that this comet contains high-temperature silicates and oxide minerals. These authors conclude that such materials could not have been formed via annealing of presolar amorphous silicates in the Kuiper belt, and also that they could not have been formed from a single isotopic reservoir. Overall, this suggests that comet 81P/Wild 2 sampled different regions of the inner solar protoplanetary disk during its formation. One proposed transportation mechanism is the combination of winds associated with bipolar out-

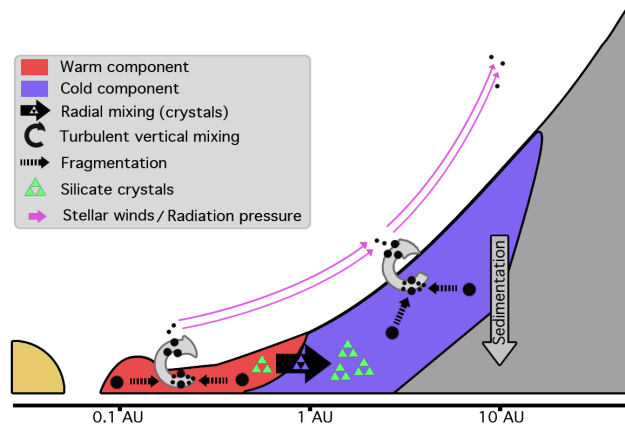


FIGURE 2.14 – Schematic view of the T Tauri disk regions probed by the Spitzer IRS spectroscopic observations. This illustrates some of the dynamical processes that are discussed in Sec. 2.5 and summarized in Sec. 2.6.

flows. This hypothesis is also supported by laboratory measurements from Toppani et al. (2006) on condensation under high temperature, low-pressure conditions. Mg-rich silicates crystals can rapidly ($\sim 1\text{h}$ at 4×10^{-3} bar) be produced from the gas phase through condensation, confirming the fact that crystalline grains can be produced even in bipolar outflows from evolved stars. In still further work on the 81P/Wild 2 Stardust mission, Zolensky et al. (2006), found large abundances of crystalline materials. Olivine is present in most of the studied particles, with grain sizes ranging between submicron-sized to over $10\text{ }\mu\text{m}$, and it is concluded that some materials in the comet have seen temperatures possibly higher than 2000 K . Similar to McKeegan et al. (2006), large-scale radial transportation mechanisms inside the disk are required to match the derived mineralogy of the olivine samples. Similar results were found studying other solar system bodies, for exemple, comet Hale-Bopp. Spectroscopic studies of this object (Wooden et al. 1999, Wooden et al. 2000) revealed the presence of crystalline olivine, crystalline ortho-pyroxene and crystalline clino-pyroxene, in significant quantities.

All these results echo the *crystallinity paradox* we find in our Spitzer observations, in the sense that the disk dust content is far from being homogeneous, and even far from the simple picture with crystalline grains close to the central object and amorphous content in the outer regions.

2.6 Summary and conclusion

We have conducted in this paper a comprehensive statistical study of crystalline silicates in proto-planetary (Class II) disks which was made possible thanks to the high sensitivity of the spectroscopic instrument IRS ($5\text{--}35\text{ }\mu\text{m}$) onboard the Spitzer Space Telescope. This unprecedented work is among the first statistical studies of crystalline silicates emission features over a large sample of young solar-analog stars (96 objects). We find the following results :

1. Crystallinity is not a marginal phenomenon in Class II disks around young

solar analogs, as more than 3/4 of the objects show at least one crystalline feature in the IRS spectra. Crystalline features emitting at wavelengths larger than $20\ \mu\text{m}$ are in addition widely present : both the C23 and C28 complexes, produced by enstatite plus forsterite features, are present at a frequency larger than 50%.

2. The crystalline silicates revealed by the IRS spectra are essentially Mg-rich silicates (forsterite, enstatite), with a small contribution of CaMg-rich silicates (diopside). We find no evidence of Fe-rich silicates (marginal evidence for fayalite) nor troilite (FeS) in our spectra.
3. We find that the amorphous $10\ \mu\text{m}$ feature is not correlated with the C23, C28 and $33.6\ \mu\text{m}$ crystalline features, neither on the basis of the frequencies at which they are detected nor on the fluxes they emit. Crystalline features emitted at wavelengths larger than $20\ \mu\text{m}$ are, on the other hand, correlated to each other (C23, C28 and $33.6\ \mu\text{m}$), based either on detection frequencies and band fluxes.
4. From previous results, we conclude that within the spectral range of the Spitzer/IRS instrument, we are probing essentially two independent dust populations (see the illustration in Fig. 2.14) : a warm component, which is likely located close to the central object ($\leq 1\ \text{AU}$), emitting features in the $10\ \mu\text{m}$ region, and a second component, located at larger radii ($\leq 10\ \text{AU}$) or deeper inside the disk ; the latter cold component being responsible for the emission of both C23 and C28 complexes plus the $33.6\ \mu\text{m}$ forsterite feature.
5. For a large majority of objects, the upper layers of the disks are populated essentially by micron-sized grains, suggesting that submicron grains are largely depleted in disks atmospheres. For the amorphous $10\ \mu\text{m}$ feature, we find the known correlation between the shape and the strength of the feature used as a grain size proxy and showing that the grains are μm -sized or larger. We adapted this relationship to the C23 complex and find similar results for the crystalline grains producing this complex. We also noted that the grain size proxies for the $10\ \mu\text{m}$ and C23 features are uncorrelated.
6. We find a correlation between the shape of the SED (F_{30}/F_{13}) and the grain size proxy for the $10\ \mu\text{m}$ feature. We see rather small, warm amorphous silicates for flared disks and grains becoming larger as disks are flattening. This trend is almost reversed for the cold, C23 crystalline grains as small crystals are only found for flattened SEDs.
7. We identify an apparent *crystallinity paradox* since the cold crystalline features ($\lambda > 20\ \mu\text{m}$) are much more frequently detected than the warm ones ($\lambda \sim 10\ \mu\text{m}$). We show that crystalline features can be hidden by amorphous features, especially near $\lambda \simeq 10\ \mu\text{m}$, but this contrast effect is insufficient to explain the difference regarding the apparition frequencies of the C23 complex and the $11.3\ \mu\text{m}$ forsterite feature, suggesting that the warm grain population is, on average, intrinsically more amorphous than the cold grain population.

We argue that our Spitzer spectroscopic observations of disks around young stars reveal ongoing dynamical processes in planet-forming regions of disks that future theoretical disk evolution and planet formation models will have to explain :

- some mechanisms must supply the upper layers of the disks with micron-sized grains that should otherwise grow and settle rapidly. Vertical turbulent diffusion, accompanied by grain-grain fragmentation, would be natural candidates,
- some mechanisms must act efficiently to remove the submicron-size grains from the regions which are optically thin at IRS wavelengths. Stellar winds and radiation pressure have been suggested as possible processes,
- and, some mechanisms are responsible for rendering the colder disks regions much more crystalline than the warmer zones (*crystallinity paradox*). If this result has to do with dust radial mixing, it teaches us that the mixing does not result in a disk with a homogenous grain composition, and that it must transport crystals efficiently into the “comet-forming regions”.

Modélisation de spectres infrarouges : décomposition minéralogique

Comme nous l’avons vu dans le Chapitre 2, l’analyse de spectres dans l’infrarouge moyen permet d’obtenir des informations sur la minéralogie de la poussière. Nous avons vu que les grains de silicates sont d’une manière générale assez évolués, tant dans leur structure (cristallin ou amorphe), que leur taille. Tous ces changements sont provoqués par des processus de coagulation, de fragmentation et de cristallisation, qui prennent tous place dans les disques proto-planétaires. Alors que l’étude précédente a été menée uniquement sur des considérations de présence ou d’absence des raies en émission des grains de silicates (ainsi que sur les caractéristiques de ces raies), nous nous attachons ici à une modélisation plus détaillée des spectres IRS. Le but est de déterminer complètement la minéralogie et la taille des grains présents dans les régions de formation planétaire.

J’ai ici modélisé 58 spectres (un sous-échantillon du large échantillon présenté dans le Chapitre 2) à l’aide d’une procédure de décomposition minéralogique que j’ai développée. Cette procédure a pour but de reproduire les spectres IRS sur toute la gamme spectrale disponible. Pour cela, basé sur mes résultats publiés dans Olofsson et al. (2009), j’ai choisi d’utiliser deux populations de poussières indépendantes l’une de l’autre. Tout d’abord, une composante chaude qui émet principalement autour de $10\text{ }\mu\text{m}$, avec une température caractéristique de 300 K et ensuite une composante plus froide dont l’émission est centrée sur la partie à plus grande longueur d’onde ($\lambda \sim 20 - 30\text{ }\mu\text{m}$), avec une température typique de 100 K. La composante chaude permet de contraindre les régions internes ($\sim 1\text{ UA}$) alors que la composante froide contraint les régions externes des disques ($\leq 10\text{ UA}$). Nous avons choisi de discrétiser les tailles de grains, et pour représenter les différents régimes spectroscopiques, nous avons opté pour trois tailles de grains différentes : 0.1, 1.5 et $6.0\text{ }\mu\text{m}$. La philosophie de la procédure de modélisation repose sur une exploration aléatoire de l’espace des paramètres (processus de Markov, associé à une approche Monte-Carlo), pour terminer sur une approche Bayésienne permettant de calculer les incertitudes sur chacun des paramètres des simulations.

Dans ce chapitre, je m’attache tout d’abord à décrire en détails le fonctionnement de la procédure, puis je démontrerai sa robustesse grâce à la modélisation de spectres

synthétiques dont les composantes sont entièrement connues. Ensuite je décrirais les résultats que nous avons obtenus sur notre échantillon d'étoiles, tout d'abord, concernant la cristallinité dans les disques proto-planétaires : les deux composantes chaudes et froides présentent des fractions de silicates cristallins non nulles (de l'ordre de 16 et 19% pour les composantes chaude et froide respectivement). Nous revisitons avec ces résultats le *paradoxe de cristallinité* mis en évidence dans Olofsson et al. (2009) et plus précisément le fait qu'il y ait plus de silicates cristallins dans les régions externes que dans les régions internes des disques. Enfin, nous sommes en mesure de quantifier la déplétion des grains submicroniques dans les couches supérieures des disques en reconstruisant à posteriori les distributions en taille de grains au sein des disques. Ces distributions différentielles montrent un écart non négligeable par rapport à la distribution MRN du MIS, respectivement -2.9 et -3.15 pour les composantes chaude et froide, à comparer avec le -3.5 de la distribution dans le MIS.

Au final, les conclusions de cette étude sont tout d'abord une confirmation des résultats obtenus dans Olofsson et al. (2009). Pour tenter d'expliquer le *paradoxe de cristallinité* que nous obtenons encore avec notre approche modélisatrice, nous avons extrait des flux disponibles dans les archives dans le domaine des rayons X pour 17 objets de notre échantillon. Nous n'avons pas trouvé de corrélation significative entre l'émission X, supposée être un traceur de l'activité stellaire, et la fraction de silicates cristallins dans les régions internes. D'autres études, comme celle de Glauser et al. (2009) par exemple, semble néanmoins montrer qu'un tel phénomène d'amorphisation peut se mettre en place pour des objets jeunes.

Le second résultat qui ressort de cette étude concerne l'évolution de les distributions en taille de grains dans les couches superficielles des disques, pour lesquelles nous avons mis en évidence un aplatissement significatif comparé à la distribution MRN classiquement utilisée. L'émission mise en évidence avec IRS est dominée par des grains micrométriques dans la majorité des objets de notre échantillon. Cela peut s'expliquer éventuellement par un brassage important faisant remonter les gros grains à la surface de manière efficace, ou bien par un changement de l'équilibre entre coagulation et fragmentation dans les disques par rapport à ce qu'il est dans le MIS. Les auteurs sont les suivants :

Olofsson J.	-	Laboratoire d'Astrophysique de Grenoble
Augereau J.-C.	-	Laboratoire d'Astrophysique de Grenoble
van Dishoeck E. F.	-	Leiden University
	-	Max Planck Institut für Extraterrestrische Physik, Garching
Merín B.	-	Herschel Science Centre
Grosso N.	-	Observatoire astronomique de Strasbourg, France
Ménard F.	-	Laboratoire d'Astrophysique de Grenoble
Blake G. A.	-	Division of Geological and Planetary Sciences, Pasadena
Evans II N. J.	-	The University of Texas at Austin
Monin J.-L.	-	Laboratoire d'Astrophysique de Grenoble

3.1 Introduction

The mid-infrared spectral regime probes the warm dust grains located in the planet forming region (typically 1–10 AU for a classical T Tauri disk). At these wavelengths, the young disks are optically opaque to the stellar light, and the thermal emission arises from the disk surface, well above the disk midplane. Single-aperture imaging of disks in the mid-IR suffers from both a relatively low spatial resolution compared to optical/near-IR telescopes, and from poorly extended emission zones. On the other hand, silicates have features due to stretching and bending resonance modes which make spectroscopy at mid-IR wavelengths of very high interest and feasible with current instrumentation. Silicates are indeed the most abundant sort of solids in disks, and therefore constitute a very important ingredient in any planet formation theory.

The dust grains that are originally incorporated into protoplanetary circumstellar disks are essentially of interstellar nature. They are thought to be particles much smaller than $1\ \mu\text{m}$, and mostly composed of silicates or organic refractories. Kemper et al. (2005) placed an upper limit of 2.2% on the amount of crystalline silicates in the interstellar medium (hereafter ISM), which suggests an amorphous lattice structure for the pristine silicates in forming protoplanetary disks. In the very early stages of the disk evolution, the tiny dust grains are so coupled with the gas that grain-grain collisions occur at sufficiently low relative velocity to allow the grains to coagulate and grow. This results in fractal aggregates that will tend to settle toward the disk midplane as their mass increases. From simple theoretical arguments, considering only the gravitational and drag forces on the grains in a laminar disk, one can show that μm -sized grains at 1 AU should settle in the midplane in less than 10^5 years in a classical T Tauri disk (Weidenschilling 1980). In fact, the grains are expected to settle even faster as their mass increases in the course of their journey to the disk midplane. Because the T Tauri disks are a few million years old, this would suggest that the inner disk upper layers should be devoided of μm -sized or larger grains in the absence of turbulence and grain fragmentation. This is a prediction that can be tested observationally, especially in the infrared where spectroscopic

signatures of silicate grains are present.

The Spitzer Space Telescope, launched in August 2003, had a sensitivity that surpassed previous mid-IR space missions by orders of magnitudes until the cryogenic mission ended in May 2009. As part of the “Core to Disks” (c2d) Legacy survey (Evans et al., 2003), more than a hundred T Tauri stars were spectroscopically observed, to confirm or invalidate some of the predictions concerning dust processing and grain dynamics in protoplanetary disks. In Kessler-Silacci et al. (2006, 2007), and Olofsson et al. (2009), we showed that most of the objects display silicate emission features arising from within 10 AU from the star. This allowed both a classical study of grain coagulation and a comprehensive statistical analysis of dust crystallization in planet forming regions of disks around young solar analogs.

In Olofsson et al. (2009), we showed that not only the warm amorphous silicates had grown, but so had the colder crystalline silicates as probed by their $23\ \mu\text{m}$ emission feature. In fact, the emission features in IRS spectra are very much dominated by micron-sized grains in the upper layers of disks, pointing toward vertical (turbulent?) mixing of the dust grains to compensate for gravitational settling, together with grain-grain destructive fragmentation in the innermost regions of most protoplanetary disks to compensate for grain growth. This equilibrium seems to last over several millions of years and be to independent of the specific star forming region (Oliveira et al. 2010). Winds and/or radiation pressure, in complement to these processes, can act to remove a fraction of the submicron-sized grains from disk atmospheres, and may thus contribute to the transport of crystalline silicate grains toward the outermost disk regions (see discussion in Olofsson et al. 2009).

Crystalline silicates appear to be very frequent in disks around T Tauri disks and in regions much colder than their presumed formation regions, suggesting efficient outward radial transport mechanisms in disks (Bouwman et al. 2008; Olofsson et al. 2009; Watson et al. 2009a). Therefore, the determination of the composition and size distribution of the dust grains in circumstellar disks is one of the keys in understanding the first steps of planet formation as it can trace the dust fluxes in planet-forming disks. Detailed modeling of the $10\ \mu\text{m}$ silicate emission feature has already been performed for HAEBE disks by Bouwman et al. (2001) and van Boekel et al. (2005). Mineralogical studies of dust in disks around very low mass stars and brown dwarfs were also led by Apai et al. (2005), Riaz (2009), Merín et al. (2007) and Bouy et al. (2008). The two last studies introduced a novel method to fit the spectra over the entire IRS spectral range, which allows to decompose the spectra into two main contributions at different temperatures. This in turn allowed to compare the degrees of crystallinity and the grain sizes in two different disk regions. The latter compositional fitting approach is further supported by the analysis by Olofsson et al. (2009) who showed that the energy and frequencies at which crystalline silicate features are seen at wavelengths larger than $20\ \mu\text{m}$ are largely uncorrelated to the amorphous $10\ \mu\text{m}$ feature observational properties.

We present in this paper an improved version of the compositional fitting method used in Merín et al. (2007) and Bouy et al. (2008). We apply the model to a subsample (58 stars) of high SNR spectra presented in Olofsson et al. (2009) to

derive the dust content in disks about young solar analogs. The method relies on the fact that the IRS spectral range is sufficiently broad so that the regions probed at around $10\ \mu\text{m}$ and between 20 and $30\ \mu\text{m}$ do overlap only partially. This is illustrated for instance in Kessler-Silacci et al. (2006) who show that for a typical T Tauri star, a factor of 2 increase in wavelength ($10\ \mu\text{m} \rightarrow 20\ \mu\text{m}$), translates into a factor of 10 ($1\ \text{AU} \rightarrow 10\ \text{AU}$) into the regions from which most of the observed emission arises. An additional goal of our model is therefore to search for differential effects in crystallinity and grain sizes between the warm and slightly cooler disks regions which may be indicative of radial and/or vertical dependent chemical composition and grain size, due for instance to differential grain evolution and/or grain transport.

We develop in Sec. 3.2 our procedure to model IRS spectra of Class II objects, and present the tests for robustness of this procedure in Appendix A.4. The results for 58 objects are presented in Sec. 3.3, and they are discussed in terms of dust coagulation and dust crystallization in Sec. 3.4. Sec. 3.5 summarizes the implications of our results on disks dynamics at this stage of evolution and critically discuss the use of the shape and strength of the amorphous $10\ \mu\text{m}$ silicate feature as a grain proxy.

3.2 Spectral decomposition with the B2C method

We elaborate in this section a modeling procedure whose goal is to reproduce the observed IRS spectra, from about 5 to $35\ \mu\text{m}$, in order to infer the composition and size of the emitting dust grains. This is achieved by using two dust grain populations at two different temperatures. We will refer to these two populations as two different “components”. The first component aims at reproducing the features at around $10\ \mu\text{m}$, its temperature is generally around $T_w \sim 300\ \text{K}$ (warm component hereafter). The second component aims at reproducing the residuals, over the full spectral range and its temperature is colder, $T_c \sim 100\ \text{K}$ (cold component hereafter). Each of these two components is described by several grain compositions, including amorphous and crystalline silicates, and sizes as detailed below. Bayesian inference is used to best fit the IRS spectra and to derive uncertainties on the parameters, hence the name of the procedure, “B2C”, which stands for *Bayesian inference with 2 Components*.

3.2.1 Theoretical opacities and grain sizes

To reproduce the observed spectra, we consider five different dust species. The amorphous species include silicates of olivine stoichiometry (glassy MgFeSiO_4 , density of $3.71\ \text{g.cm}^{-3}$, optical indexes from Dorschner et al. 1995), silicates of pyroxene stoichiometry (glassy MgFeSiO_6 , density of $3.2\ \text{g.cm}^{-3}$, Dorschner et al. 1995), and silica (amorphous quartz, density of $3.33\ \text{g.cm}^{-3}$, Henning & Mutschke 1997). For the Mg-rich (see Olofsson et al. 2009) crystalline species, we consider enstatite (MgSiO_3 ,

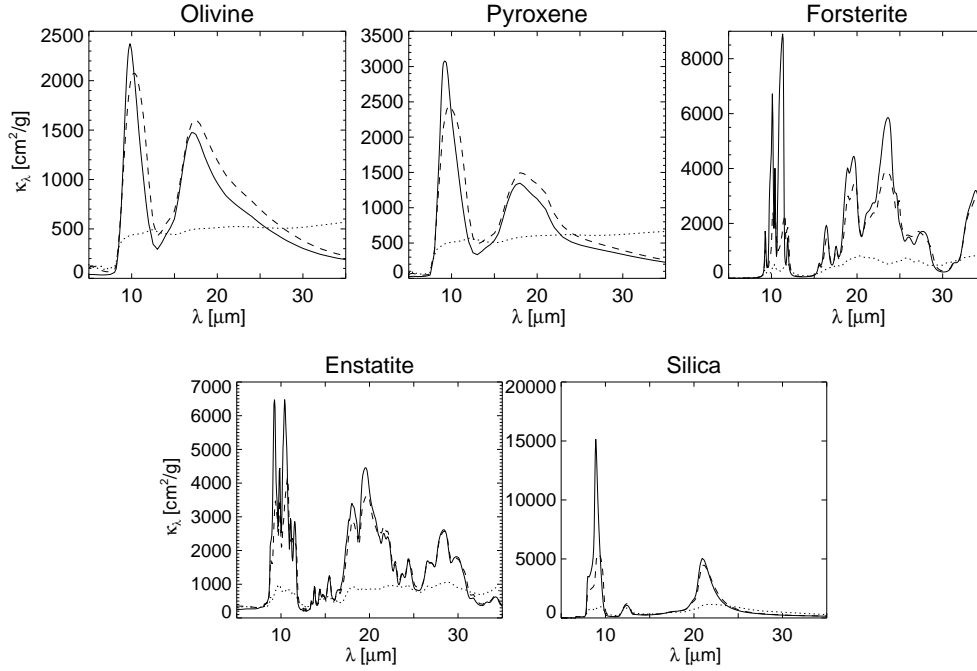


FIGURE 3.1 – Blowup of the opacities (in units of $\text{cm}^2.\text{g}^{-1}$) used to model the IRS spectra. The solid line is for $0.1 \mu\text{m}$ grains, dashed line for $1.5 \mu\text{m}$ grains and dotted line for $6.0 \mu\text{m}$ grains.

density of 2.8 g.cm^{-3} , Jaeger et al. 1998) and forsterite (Mg_2SiO_4 , density of 2.6 g.cm^{-3} , Servoin & Piriou 1973).

Following previous papers (e.g. Bouwman et al. 2001, 2008, Juhász et al. 2009), the theoretical opacities κ_λ of amorphous species are computed assuming homogeneous sphere (Mie theory), while the DHS theory (Distribution of Hollow Spheres, Min et al. 2005) is employed for the crystalline silicates in order to simulate irregularly-shaped dust particles. To limit the number of free parameters in the model, we consider three spectroscopically representative grain sizes radii, which are $0.1 \mu\text{m}$, $1.5 \mu\text{m}$ and $6.0 \mu\text{m}$. These three grain sizes are supposed to best mimic the behaviour of very small grains, intermediate-sized grains and large grains (e.g. Bouwman et al. 2001, 2008). We limit ourselves to the two smallest sizes, 0.1 and $1.5 \mu\text{m}$, for the crystalline species. The first reason for this choice is that large crystalline grains present a high degeneracy with large amorphous grains, as $6.0 \mu\text{m}$ -sized grains are mostly featureless. Therefore large crystals can be used by the procedure instead of large amorphous grains, thereby introducing a bias toward high crystallinity fractions. The second reason is that, according to crystallisation models (e.g. Gail 2004a), one does not expect to produce such large pure crystals via thermal annealing. Grains more likely grow via collisional aggregation of both small crystalline and amorphous material (e.g. Min et al. 2008). Following these two considerations,

we decided not to include $6.0\ \mu\text{m}$ -sized crystals. This choice is in line with previous works from Sargent et al. (2009) or Riaz (2009). The fifteen opacity curves (5 grain compositions, 3 grain sizes) used in this paper are displayed in Fig. 3.1, including $6.0\ \mu\text{m}$ -sized crystals to show the degeneracy with large amorphous grains.

3.2.2 The B2C model

The B2C model elaborated in this paper assumes that the IRS spectrum can be fitted by considering a continuum emission, and two main components, a warm and a cold one, essentially responsible for the $10\ \mu\text{m}$ and $20\text{--}30\ \mu\text{m}$ emissions, respectively. The two component approach is supported by the work of Olofsson et al. (2009) who show that disks usually have inhomogeneous compositions with respect to the dust temperature (crystalline features being more frequently detected at long than at short wavelengths, the so-called *crystallinity paradox*), and that the emission features at around $10\ \mu\text{m}$ are essentially uncorrelated with those appearing at wavelengths larger than $20\ \mu\text{m}$. This approach is also supported by the T Tauri model described in Kessler-Silacci et al. (2006) where they show that the emission at $10\ \mu\text{m}$ is arising from regions within $\sim 1\ \text{AU}$ while the flux at $20\ \mu\text{m}$ is arising from within $\sim 10\ \text{AU}$. Furthermore, we first used the simplest solution, with only one component, without successful results. Any compositional method that aims at fitting IRS spectra over the full spectral range should therefore be able to handle inhomogeneous disk compositions. The two component approach developed in this paper is a simple attempt to go in that direction. This modeling strategy has already proven sufficient to provide adequate fits to IRS spectra, from 5 to $35\ \mu\text{m}$ (Merín et al. 2007; Bouy et al. 2008). In this paper, we improve both the model and the fitting strategy originally developed in Merín et al. (2007) and Bouy et al. (2008) in order to apply the decompositional method to a large number of objects.

The first step of the modeling approach is the estimate of the continuum to be subtracted to the observed IRS spectrum before performing a compositional fit. This could be done using a radiative transfer code (e.g. Merín et al. 2007; Bouy et al. 2008), but given the number of objects (58) to be analyzed, and given the objectives of the paper which is oriented toward searching for trends thanks to the analysis of a large sample, obtaining a satisfying model for every object is not a manageable task. We instead adopt a continuum built by using a power-law (λ^α) plus a black-body at temperature T_{cont} , to make our problem more tractable :

$$F_{\nu,\text{cont}} = K_{\text{pl}}\lambda^\alpha + K_{\text{bb}}B_\nu(T_{\text{cont}}) \quad (3.1)$$

where K_{pl} and K_{bb} are two positive constants. The power law index, α , is determined independently from the compositional procedure. It represents the mid-IR tail of the emission from both the star itself and from the inner rim of the disk. Its value is estimated by fitting the IRS spectrum from its shortest wavelength (about $5\ \mu\text{m}$) up to blue foot of the $10\ \mu\text{m}$ amorphous silicate feature. The black-body is aimed at contributing at wavelengths larger than $20\ \mu\text{m}$ and T_{cont} therefore constrained to

be less than 150 K. A typical value for the temperature T_{cont} is found to be about 110 K.

In our fitting approach, only two free parameters characterize the continuum : the black-body temperature T_{cont} and a normalization offset O_{ν_2} at $\lambda_2 = c/\nu_2 \sim 13.5 \mu\text{m}$. The implementation of a variable offset comes from the fact that the 10 and $18 \mu\text{m}$ amorphous features partly overlap at $\lambda \sim 13\text{--}15 \mu\text{m}$ (Fig. 3.1), and any realistic continuum should therefore pass below the observed flux at these wavelengths. For a given set of α , T_{cont} and offset value O_{ν_2} , the synthetic continuum is obtained by solving the following two-equation system with respect to the normalization coefficients K_{pl} and K_{bb} :

$$\begin{cases} K_{\text{pl}} \times \lambda_1^\alpha + K_{\text{bb}} \times B_{\nu_1}(T_{\text{cont}}) &= F_{\nu_1, \text{obs}} \\ K_{\text{pl}} \times \lambda_2^\alpha + K_{\text{bb}} \times B_{\nu_2}(T_{\text{cont}}) &= F_{\nu_2, \text{obs}} \times (1 - O_{\nu_2}) \end{cases} \quad (3.2)$$

where $F_{\nu, \text{obs}}$ is the observed spectrum, in units of Jansky. The constraints on the normalization coefficients ($K_{\text{pl}} > 0$ and $K_{\text{bb}} \geq 0$) imply that for some objects, the best continua require $K_{\text{bb}} = 0$, corresponding to continua described by a pure power-law. The normalization wavelengths are chosen to bracket the amorphous $10 \mu\text{m}$ silicate feature, with $\lambda_1 = c/\nu_1 \sim 7.5 \mu\text{m}$, and $\lambda_2 = c/\nu_2 \sim 13.5 \mu\text{m}$.

The fit to the continuum-subtracted IRS spectrum is performed in two steps. First, a fit to the $10 \mu\text{m}$ feature is obtained between λ_1 and λ_2 (warm component), then a second fit to the residual spectrum is obtained for wavelengths between λ_1 and $\lambda_3 \sim 35 \mu\text{m}$ (cold component). The continuum-subtracted IRS spectrum ($F_{\nu, \text{obs}} - F_{\nu, \text{cont}}$) around $10 \mu\text{m}$ is reproduced within the range $[\lambda_1, \lambda_2]$, by summing up the thirteen mass absorption coefficients κ_i^j ($N_{\text{species}} = 5$ dust species, i index, and $N_{\text{sizes}} = 3$ or 2 grain sizes, j index depending on the lattice structure), multiplied by a blackbody $B_\nu(T_w)$ at a given warm temperature T_w , and weighted with relative masses $M_{w,i}^j$:

$$F_{\nu, \text{warm}} = B_\nu(T_w) \times \sum_{j=1}^{N_{\text{sizes}}} \sum_{i=1}^{N_{\text{species}}} \kappa_i^j \times M_{w,i}^j. \quad (3.3)$$

The residuals ($F_{\nu, \text{obs}} - F_{\nu, \text{cont}} - F_{\nu, \text{warm}}$) are then similarly fitted between λ_1 and λ_3 with a synthetic cold component spectrum that writes :

$$F_{\nu, \text{cold}} = B_\nu(T_c) \times \sum_{j=1}^{N_{\text{sizes}}} \sum_{i=1}^{N_{\text{species}}} \kappa_i^j \times M_{c,i}^j. \quad (3.4)$$

The final synthetic spectrum, obtained in two steps, then reads :

$$F_{\nu, \text{synt}} = F_{\nu, \text{cont}} + F_{\nu, \text{warm}} + F_{\nu, \text{cold}}. \quad (3.5)$$

It depends on 2×13 parameters for the relative mass abundances of the warm and cold components (the $M_{w,i}^j$ and $M_{c,i}^j$), two temperatures (T_{warm} and T_{cold}), and two parameters for the continuum (T_{cont} and O_{ν_2}), which leads to 30 free parameters in total.

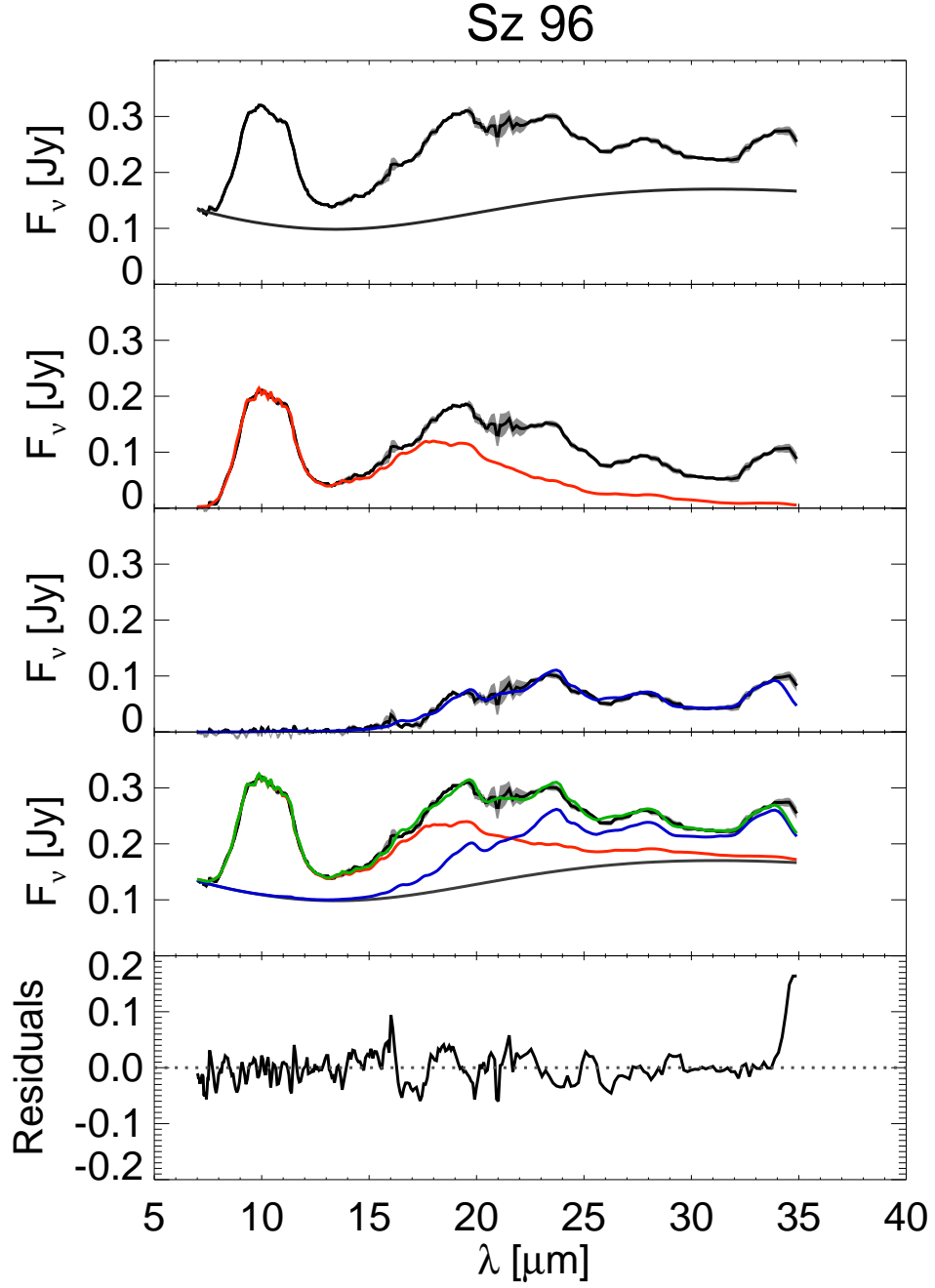


FIGURE 3.2 – Detailed example of B2C modeling steps for the object Sz 96. From top to bottom : the original spectrum and the estimated continuum (top panel), the continuum subtracted spectrum and the fit to the warm component (in orange, 2nd panel), the residuals from the fit to the warm component and the fit to this cold component (in blue, 3rd panel), the final fit to the entire spectrum (in green) and the various contributions (4th panel), the relative residuals between the original spectrum and the final fit (last panel).

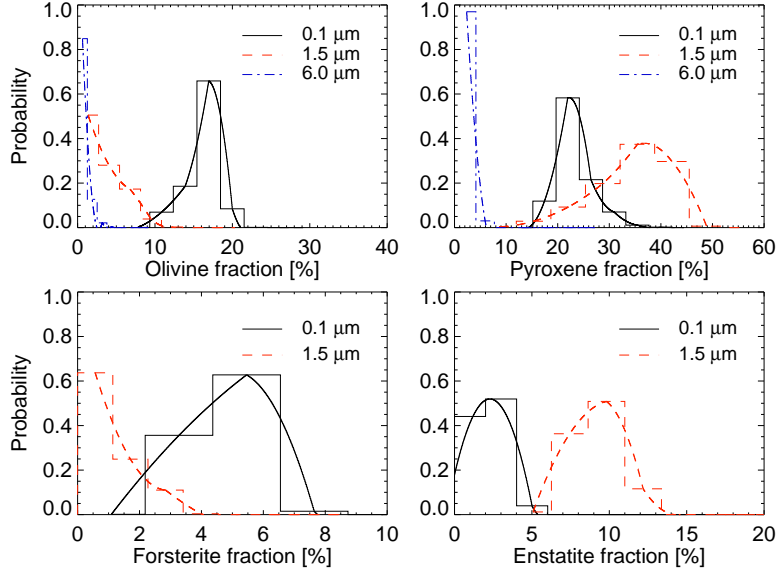


FIGURE 3.3 – Examples of probabilities distributions for the fit to the Sz 96 spectrum. From the top left panel, clockwise, are displayed the probability distributions for the warm olivine, pyroxene, enstatite and forsterite grains. On each panel are represented $0.1\ \mu\text{m}$ grains (black plain histogram), $1.5\ \mu\text{m}$ grains (red dashed histogram) and $6.0\ \mu\text{m}$ grains (blue dot-dashed histogram).

The successive steps of the B2C modeling approach are decomposed in Figure 3.2 for the illustrative case of Sz 96. The original spectrum ($F_{\nu,\text{obs}}$) and the estimated continuum ($F_{\nu,\text{cont}}$) are displayed in the top panel. Then, the fit to the $10\ \mu\text{m}$ feature is performed ($F_{\nu,\text{warm}}$, orange curve on second panel) and subtracted from the continuum-subtracted spectrum (black line on the third panel). It shows that, although the contribution of the first fit is not negligible up to $\sim 25\ \mu\text{m}$, a second, colder component is required to account for the large wavelength spectrum. The fit to the residuals ($F_{\nu,\text{cold}}$, in blue on the third panel) is then computed, leading to an overall fit ($F_{\nu,\text{synt}}$, green line) to the entire IRS spectrum as drawn in the fourth panel together with all the contributions (continuum, warm and cold components). The last panel of Fig. 3.2 displays the final, relative residuals for the full fit of the IRS spectrum, calculated as follows : $(F_{\nu,\text{obs}} - F_{\nu,\text{synt}})/F_{\nu,\text{synt}}$.

3.2.3 Fitting process

The parameter space has a high dimensionality in our problem and imposes a specific fitting approach to appreciate the reliability of the results. We develop in this paper a method based on a Bayesian analysis, combined with a Monte Carlo Markov chain (MCMC)–like approach to explore the parameter space.

Our procedure is built in order to randomly explore the space of free parameters (2×13 dust compositions, 2 dust temperatures and 2 parameters for the continuum). We start with a randomly chosen initial set of parameters, then one of these parameters is randomly modified, while all the others remain unchanged. When the chosen parameter is related to the abundance of a grain species (the $M_{w,i}^j$ and $M_{c,i}^j$), the maximal value for the increment is 1% of the previous total mass for the considered component (warm or cold). When the chosen parameter is a temperature or the offset $O_{\nu,2}$, we allow increments of at most 4% of the previous temperature or the previous offset, respectively. These maximum values were chosen to obtain small enough increments and therefore explore continuously the parameter space.

For each set of parameters, a synthetic spectrum $F_{\nu,\text{synt}}$ is calculated and the goodness of the fit to the observed spectrum is evaluated with a reduced χ_r^2 . The parameter space exploration is therefore very much alike a MCMC approach, with two specificities : we only perform jumps for one parameter at a time, and second, the jumps are always accepted¹. After n iterations (typically $n = 800$), we set all the parameters to those that gave the lowest χ_r^2 among the n previous iterations. This loop is done m times (usually m is also set to 800) and all the compositions, temperatures, offset and their associated χ_r^2 values are stored.

The $n \times m$ reduced χ_r^2 values are transformed into probabilities assuming a Gaussian likelihood function ($\propto \exp(-\chi_r^2/2)$) for Bayesian analysis. Marginalized probability distribution for each free parameter are then obtained by projection of these probabilities onto each dimension of the parameter space. The best fit to the observed spectrum among all the simulations (i.e., the one with the lowest χ_r^2 value), yields relative masses for all the dust species and grain sizes ($M_{w,i}^j$ and $M_{c,i}^j$ parameters in Eqs. 3.3 and 3.4) for both the warm and cold components, as well as best temperatures T_w and T_c , which typically range between 200 K and 300 K for the warm component, and between 70 K and 150 K for the cold one. The $1-\sigma$ uncertainties on the parameters are derived from the probability distributions for each parameter. We over-sample each probability distribution to compute half-width at half maximum for both sides of the distribution, and derive minimum and maximum $1-\sigma$ uncertainties. Figure 3.3 displays ten examples of well-peaked probability distributions, with their respective over-sampled distributions overplotted, for some parameters of the fit to the Sz 96 spectrum, indicating the parameters are constrained by the B2C fitting approach. Figure 3.4 displays four example spectra with their best fits (and residuals) over the entire IRS spectral range, showing that good fits can be obtained for spectra with different shapes. Spectral regions with high residuals mostly correspond to regions with low signal-to-noise ratio.

The robustness of the B2C procedure has been intensively tested and this work is reported in Appendix A.4. Using theoretical spectra we search for any possible deviations to the input dust mineralogy, that could either affect the inferred grain sizes or crystallinity fractions. The main result is that even if there is a slight de-

1. the implementation of a Metropolis-Hastings rule to decide on whether a jump should be accepted or rejected with a certain probability did not improve the fitting process, while increasing the calculation time

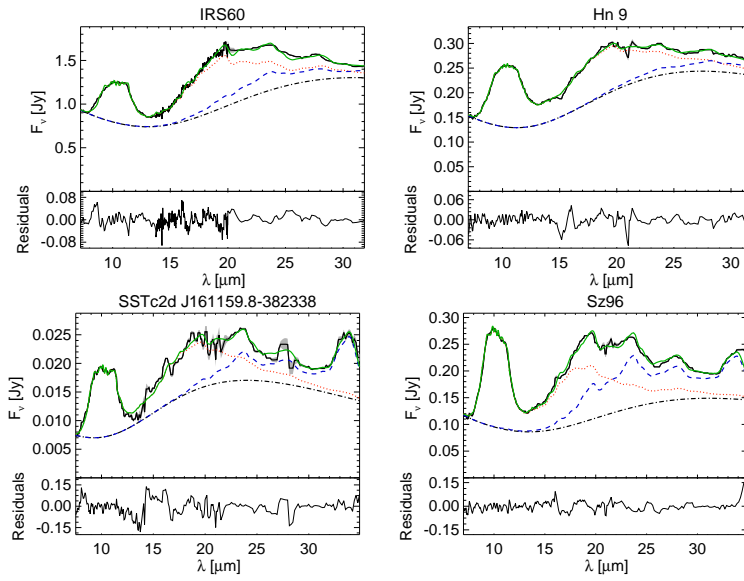


FIGURE 3.4 – Examples of B2C fits over the entire IRS spectral range for four objects : IRS 60, Hn 9, SSTc2d J161159.8-382338 and Sz 96. The warm component is displayed in dotted orange line, the cold component in dashed blue line, and final fit to the entire spectrum in green. The dot-dashed grey line represents the continuum. The light grey envelope represents the 3σ uncertainty on the observed spectrum. For each star, the bottom panel shows the relative residuals.

viation for a few individual cases, in a statistical point of view for a large sample, the B2C procedure is robust when determining the dust mineralogy.

3.3 Spectral decomposition of 58 T Tauri IRS spectra with the B2C model

We run the B2C compositional fitting procedure on 58 different stars (most of them being T Tauri stars, except BD+31 634 which is an Herbig Ae star), for which we obtained Spitzer/IRS spectra as part of the c2d Legacy program. The spectra are presented in Olofsson et al. (2009) and we refer to that paper for details about data reduction. The selection of the 58 objects out of 96 in Olofsson et al. (2009) is based on several criteria. First, some objects do not have Short-Low data therefore the amorphous $10\,\mu\text{m}$ feature is not complete. Second, as the goal is to determine the dust mineralogy, we do not run the procedure for objects that do not show clear silicate emission features, or with peculiar spectra (e.g. cold disks like LkHa 330 or CoKu Tau/4, Brown et al. 2007). Finally, objects for which continuum estimation in the $5\text{--}7.5\,\mu\text{m}$ spectral region was not possible using a power-law were eliminated.

The spectral range used for the fits is always limited to a maximum wavelength of $35\,\mu\text{m}$. The first reason of this choice is that the products of the c2d extraction pipeline are, for our sample, in average limited to $36.6\,\mu\text{m}$. In addition to this, the degrading quality of the end of the spectra, likely caused by the quality of the relative spectral response function used at these wavelengths, may lead to an over-prediction of the crystalline content, for the cold component. In a few cases, the spectra are rising for wavelengths larger than $35\,\mu\text{m}$, and the fitting procedure tries to match this rise with crystalline features (which are the only features strong enough in this spectral range). Finally, longer wavelengths may probe an even colder dust content and this would require the implementation of a third dust component in order to reproduce the entire spectral range. For all these reasons, we choose to limit the modeling to wavelengths smaller than $35\,\mu\text{m}$.

The source list and relative abundances for every object can be found in Table B.4. Because of some degeneracy between amorphous olivine and pyroxene opacities, we sum their respective abundances to a single amorphous component. The final fits to the 58 IRS spectra are displayed in Figs C.11–C.13.

3.3.1 Grain size properties

3.3.1.1 Mean mass-averaged grain sizes

With the outputs of the “B2C” procedure for the 58 objects processed we have statistical trends on typical grain sizes necessary to reproduce the spectra. The mean mass-averaged grain sizes for the warm and cold components, $\langle a_{\text{warm}} \rangle$ and $\langle a_{\text{cold}} \rangle$,

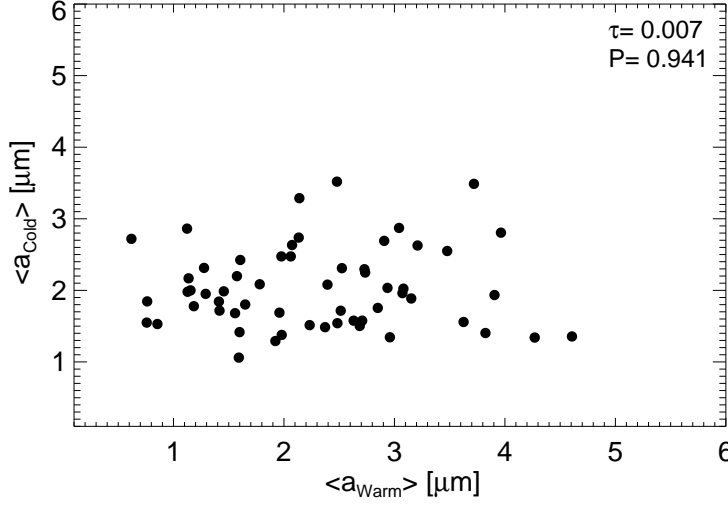


FIGURE 3.5 – Mean grain sizes for the cold component as a function of the mean grain size for the warm component

respectively, are calculated as follows :

$$\langle a_{\text{warm/cold}} \rangle = \left(\sum_{j=1}^{N_{\text{sizes}}} a_j \sum_{i=1}^{N_{\text{species}}} M_{\text{w/c},i}^j \right) \times \left(\sum_{j=1}^{N_{\text{sizes}}} \sum_{i=1}^{N_{\text{species}}} M_{\text{w/c},i}^j \right)^{-1} \quad (3.6)$$

where $a_1 = 0.1 \mu\text{m}$ (small grains), $a_2 = 1.5 \mu\text{m}$ (intermediate-sized grains) and $a_3 = 6 \mu\text{m}$ (large grains), with the masses as defined in Eqs. 3.3 and 3.4. We further define $\langle a_{\text{warm/cold}}^{\text{amo}} \rangle$ and $\langle a_{\text{warm/cold}}^{\text{cry}} \rangle$ the mass-averaged grains sizes for amorphous and crystalline grains, respectively, in the warm or cold component.

We obtain a mean mass-averaged size of $\langle a_{\text{warm}} \rangle = 2.28 \mu\text{m}$ for the warm component, and a comparable value of $\langle a_{\text{cold}} \rangle = 2.02 \mu\text{m}$ for the cold component. Figure 3.5 shows that mass-averaged grain sizes for both components are uncorrelated with each other. In order to quantify the strength of the correlation, we compute the Kendall τ correlation coefficient and its associated probability P . The τ value denotes if there is any correlation or anti-correlation ($\tau = 1$ or -1 , respectively), and the P probability corresponds to the significance probability (from 0 to 1, from the most to the less significant). Regarding the latter two quantities we obtain a Kendall τ value of 0.007 and a significance probability $P = 0.941$. This overall suggests that the warm and cold disk regions considered in this study are independent, *as both components show uncorrelated grain sizes in the inner and outer regions*. This suggests that differential grain growth is not the sole process explaining the observed variations from object to object. This result is in line with the conclusions of Olofsson et al. (2009) and supporting the B2C model assumptions. In their study of 65 TTauri stars, Sargent et al. (2009) find that grains are larger in the inner regions compared to outer regions, and argue this difference can be explained by faster

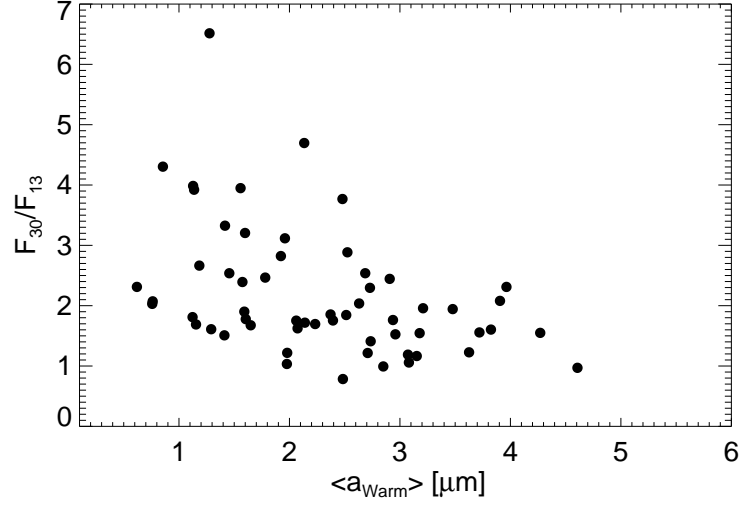


FIGURE 3.6 – Flaring indices F_{30}/F_{13} as a function of the warm mass-averaged mean grain size.

grain coagulation in the inner regions, where dynamical timescales are shorter. In our study, we find no strong evidence of such a difference (2.28 versus $2.02 \mu\text{m}$). However Fig. 3.5 shows a larger dispersion in grain sizes for the warm component compared to the cold component. This could be a consequence of shorter dynamical timescales in the inner regions where grains are not frozen and will be strongly submitted to both coagulation and fragmentation processes, compared to the outer regions.

Additionally, we investigate the different mass-averaged grain sizes, for both the crystalline and amorphous grains. For the warm component, crystalline grains have a mean mass-averaged grain size of $\langle a_{\text{warm}}^{\text{cry}} \rangle = 1.14 \mu\text{m}$ while amorphous grains have $\langle a_{\text{warm}}^{\text{amo}} \rangle = 2.50 \mu\text{m}$. For the cold component, we find $\langle a_{\text{cold}}^{\text{cry}} \rangle = 0.79 \mu\text{m}$ and $\langle a_{\text{cold}}^{\text{amo}} \rangle = 2.40 \mu\text{m}$. As we did not include large crystalline grains in the fitting process, it is not surprising to obtain smaller mass-averaged sizes for the crystalline grains compared to amorphous grains. However this trend is supported by the results from Bouwman et al. (2008), for seven T Tauri stars.

3.3.1.2 Mass-averaged grain size versus disk flaring

As in Olofsson et al. (2009), we find a trend between $\langle a_{\text{warm}} \rangle$ and disk flaring as measured by the flux ratio F_{30}/F_{13} (fluxes in Jy integrated between $13 \pm 0.5 \mu\text{m}$ for F_{13} , and $30 \pm 1 \mu\text{m}$ for F_{30}). As illustrated in Figure 3.6, we find that *large grains in the warm component are mostly present in flat disks, while smaller grains can be found in both flared or flat disks*. This anti-correlation for the warm component has a Kendall correlation coefficient τ of -0.32 with a significance probability of

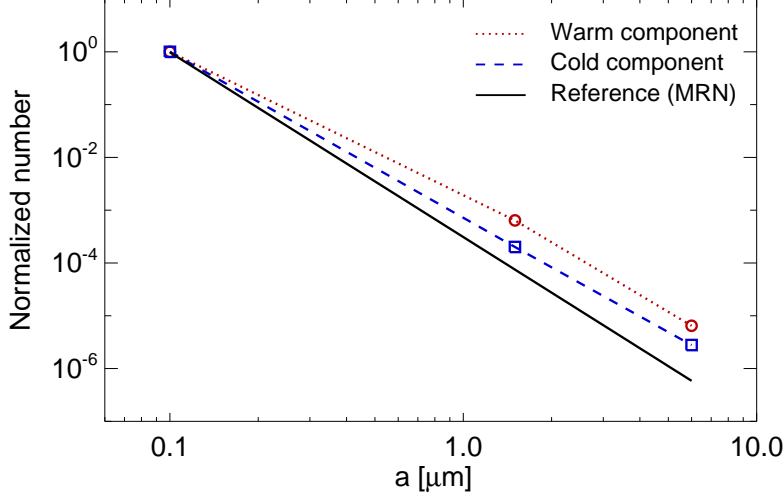


FIGURE 3.7 – Grain sizes distribution, for warm (red circles and dotted line) and cold (blue squares and dashed line) component. The MRN reference distribution (-3.5 index) is the black plain line.

4.3×10^{-4} . This anti-correlation is still present, when considering only the warm amorphous grain sizes ($\tau = -0.32$ with $P = 3.2 \times 10^{-4}$). A similar anti-correlation has also been found by Bouwman et al. (2008), and by Watson et al. (2009a) in their Taurus-Auriga association sample.

Considering $\langle a_{\text{cold}}^{\text{cry}} \rangle$ as a function of the flaring degree (F_{30}/F_{13}), we search for a similar result as in Olofsson et al. (2009) where we found that small crystalline grains are preferentially seen in flattened disks, while large crystalline grains can be found in a variety of flat or flared disks. We did not find a similar trend from the outputs of the modeling, the correlation coefficient being $\tau = -0.04$, with a significance probability of 0.66. According to this model, the size of the cold crystalline material seems to be strongly unrelated with the flaring degree of disks.

3.3.1.3 Flattened grain size distributions

Since our spectral decomposition includes three grain sizes, for the amorphous species, we can evaluate the shape of the size distribution in the atmospheres of disks. Assuming a differential size distribution $dn(a) = K_a a^p da$ where K_a is a normalization constant, we approximate the number N_a of grains of size a with :

$$N_a \simeq \int_{a-\delta a/2}^{a+\delta a/2} dn(a) = \frac{K_a}{1+p} \left[\left(a + \frac{\delta a}{2} \right)^{1+p} - \left(a - \frac{\delta a}{2} \right)^{1+p} \right] \quad (3.7)$$

$$\simeq K_a a^p \delta a \quad (3.8)$$

after a Taylor expansion to the first order of Eq. 3.7 about a assuming $\delta a \ll a$. This shows that $N_{a_i}/N_{a_k} \simeq (a_i/a_k)^p$ for two grain sizes a_i and a_k , and therefore

that relative numbers of grains can directly be used to evaluate the slope of the size distribution p . For each grain size, we compute the mean mass obtained from the B2C simulations, and then divide it by the corresponding volume ($\propto a^3$). We then normalize these relative grain numbers so that the total number of $0.1 \mu\text{m}$ -sized grain equals 1.

Fig. 3.7 shows the mean differential grain size distribution in normalized number of grains obtained following this procedure. On Fig. 3.7, the warm component is represented in filled circles, the cold component in open circles, and a reference MRN differential size distribution ($p = -3.5$) with a dashed line. Assuming power-law size distributions, we find p indexes of $p_{\text{warm}} = -2.89$ and $p_{\text{cold}} = -3.13$ for the warm and cold components, respectively, indicating much flatter size distributions compared to the MRN size distribution. Two additional runs of the B2C procedure for the 58 objects allowed to confirm this trend, and to estimate uncertainties on the slopes. For the warm component, we typically find $p = -2.90 \pm 0.1$, and $p = -3.15 \pm 0.15$ for the cold component.

Because the p indexes are larger or close to -3 , an immediate consequence of this result is that the emission in disk upper layers is statistically dominated by the μm -sized grains in our stellar sample, especially for the warm component, and is largely independent of the minimum grain size of the size distribution as long as its value is small enough (submicronic, see discussion in Sec. 5.3 of Olofsson et al. 2009). This suggests that the flat, boxy $10 \mu\text{m}$ feature profile for most T Tauri stars discussed in terms of a depletion of small grains in Olofsson et al. (2009), is more precisely revealing a *significant flattening of the size distribution, i.e. a relative lack of submicron-sized grains with respect to micron-sized grains, but not a complete depletion*. This *size distribution flattening* is further discussed in Sec. 3.4.

3.3.2 Silicate crystals

3.3.2.1 The crystallinity paradox reexamined

Figure 3.8 shows the correlation between the warm and cold crystalline fractions (which we denote as C_{warm} and C_{cold} , respectively, in the following), with Kendall's $\tau = 0.25$ and a significance probability $P = 4.9 \times 10^{-3}$. *While slightly dispersed, there is a tendency for a simultaneous increase of the crystallinity in both the warm and cold components*. The crystalline distributions for the warm and cold components are displayed on the left panel of Fig. 3.9. For the warm component, the mean crystalline fraction is $\langle C_{\text{warm}} \rangle \simeq 16\%$, while this fraction shifts up to $\langle C_{\text{cold}} \rangle \simeq 19\%$ for the cold component. Overall, these results show no significant difference between the crystalline fractions in both components.

These modeling results give us new insights concerning the crystallinity paradox identified observationally in Olofsson et al. (2009). The crystallinity paradox expresses the fact that crystalline features at long wavelengths are ~ 3.5 times more frequently detected than those at shorter wavelengths. Using simple models of dust opacities, we concluded that a contrast effect (i.e. the strong $10 \mu\text{m}$ amorphous

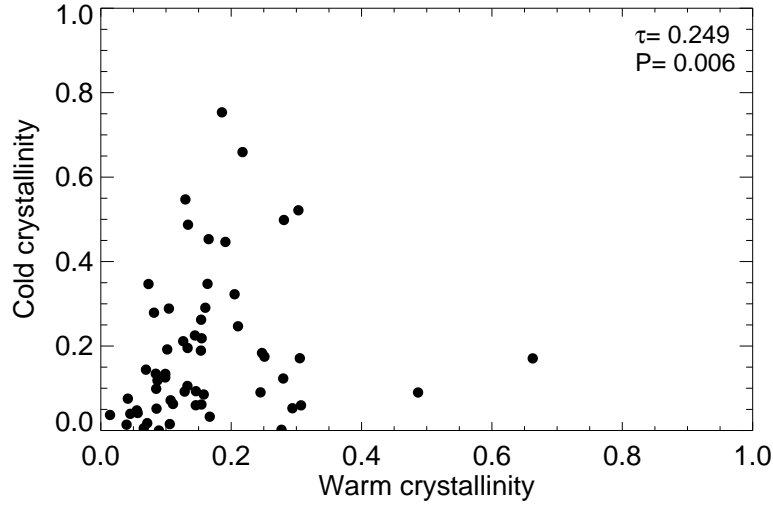


FIGURE 3.8 – Crystalline fraction of the cold component (C_{cold}) as a function of the warm crystalline fraction (C_{warm}).

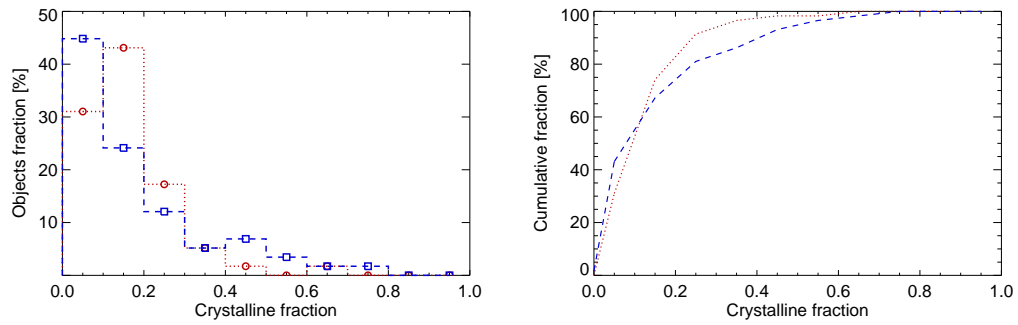


FIGURE 3.9 – *Left panel* : crystalline distributions for warm component (C_{warm} , red circles and dotted histogram) and cold component (C_{cold} , blue squares and dashed histogram). *Right panel* : cumulative fractions of the crystallinity fractions, for the warm (red dotted line) and cold (blue dashed line) components.

feature masking smaller crystalline features) could not be accounted for the low detection frequency of crystalline features in the $10\,\mu\text{m}$ range, a result valid for crystallinity fraction larger than 15% for $1.5\,\mu\text{m}$ grains (Olofsson et al. 2009). For lower crystallinity values, we indeed showed that the synthetic spectra computed in Olofsson et al. (2009) were not representative of the observations. This contrast effect could therefore not be constrained for low-crystallinity fractions, where most of our objects lie for the warm component, according to Fig. 3.9. With the outputs of the modeling procedure, we can investigate this issue with a new look. Right panel of Fig. 3.9 shows the cumulative fractions as a function of the crystallinity fractions. Even if there are a few differences between the warm (red dotted) and cold (blue dashed) components, the two cumulative fractions display a very similar behavior that cannot solely explain the crystallinity paradox that we derived from the observations. This therefore means that, with this modeling procedure, a contrast issue around $10\,\mu\text{m}$ is required to match the observations described in Olofsson et al. (2009). In other words, for some objects, few crystalline grains are required to reproduce the $10\,\mu\text{m}$ feature, but these grains do not produce strong features (on top of the amorphous feature) that can easily be detected in the spectra. Still, the left panel of Fig. 3.9 shows that the cold crystalline distribution is wider than the warm distribution. For the warm component, 3.5% of the objects have a crystallinity fractions larger than 40%, while this fraction shifts up to 13.8% for the cold component. This overall means that in a few cases, we see more crystalline grains in the cold component compared to the warm component, as result also found by Sargent et al. (2009)

3.3.2.2 Crystallinity versus disk and stellar properties

We also search for correlations between disk flaring proxies and crystallinity. We find no striking correlations regarding the disk flaring indexes F_{30}/F_{13} and warm crystalline fraction C_{warm} ($\tau = -0.10$ with a significance probability $P = 0.25$). Flared or flat disks present a wide range of crystalline fractions, with a strong dispersion. We find similar results, with an important dispersion, for the flaring index versus cold crystalline fraction C_{cold} ($\tau = -0.14$ with a significance probability $P = 0.12$), meaning that crystallinity fraction of the cold component does not strongly depend on the disk flaring.

Figure 3.10 displays the dependence of crystalline fractions for both the warm (C_{warm} , red open circles) and cold components (C_{cold} , blue open squares) as a function of the spectral type, for stars between K0 and M5. We find no correlation for the warm component with the spectral type ($\tau = -0.06$ with $P = 0.60$), suggesting that the degree of crystallization does not depend upon the spectral type (in the explored range), and that crystallization processes are very general for TTs. This result is in good agreement with Watson et al. (2009a), who find no correlation between crystallinity and stellar luminosity or stellar mass. On the other hand, Watson et al. (2009a) only studied the cold disk regions crystallinity via the presence of the $33.6\,\mu\text{m}$ forsterite feature. Using the outputs of our B2C procedure, we are able to

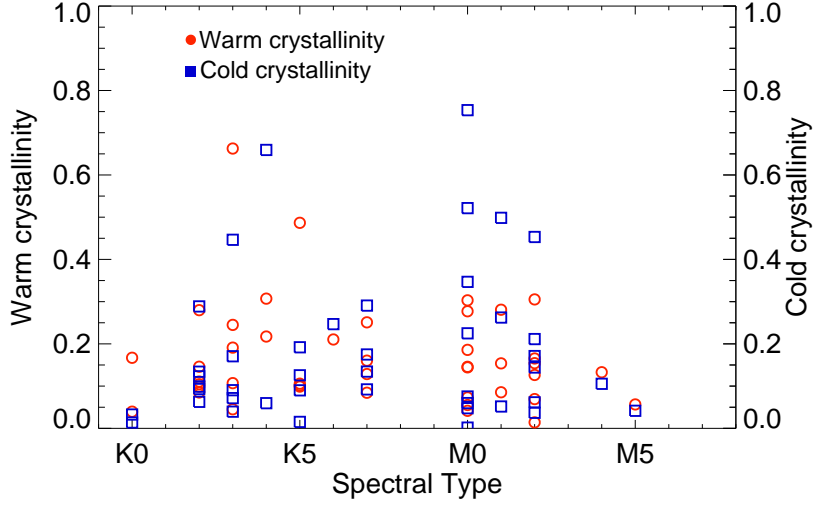


FIGURE 3.10 – Crystalline fraction for the warm (C_{warm} , open red circles) and the cold (C_{cold} , open blue squares) components, as a function of the spectral types.

better quantify the crystalline fraction of the cold component, and we do not find any correlation of C_{cold} with spectral type, the dispersion being too large ($\tau = 0.056$ with $P = 0.59$), thereby confirming the result by Watson et al. (2009a).

3.3.2.3 Dust evolution : coagulation versus crystallization

Dust is evolving inside circumstellar disks, either in size or in lattice structure, in particular through coagulation and crystallization. To investigate possible links between these two phenomena, we search for correlations between grain sizes, for amorphous and crystalline dust contents ($\langle a_{\text{warm/cold}} \rangle$), as a function of crystalline fractions, in both the warm and cold components ($C_{\text{warm/cold}}$).

We find no evidence that grains are growing and crystallizing at the same time in the warm component. Considering $\langle a_{\text{warm}} \rangle$ and C_{warm} values, we obtain the following coefficients : $\tau = -0.038$, with a significance probability equal to 0.67. This result is displayed in Fig. 3.11. We obtain an even less favorable correlation coefficients for the cold component ($\tau = -0.009$ with $P = 0.92$). This overall indicates that *the processes that govern the mean size of the grains and their crystallinity are independent phenomena in disks.*

We also search for correlations between the amorphous and crystalline dust contents for the two components, to see how they evolve with respect to each others. Based on our B2C spectral decomposition, we find no significant correlations between the several amorphous or crystalline dust populations.

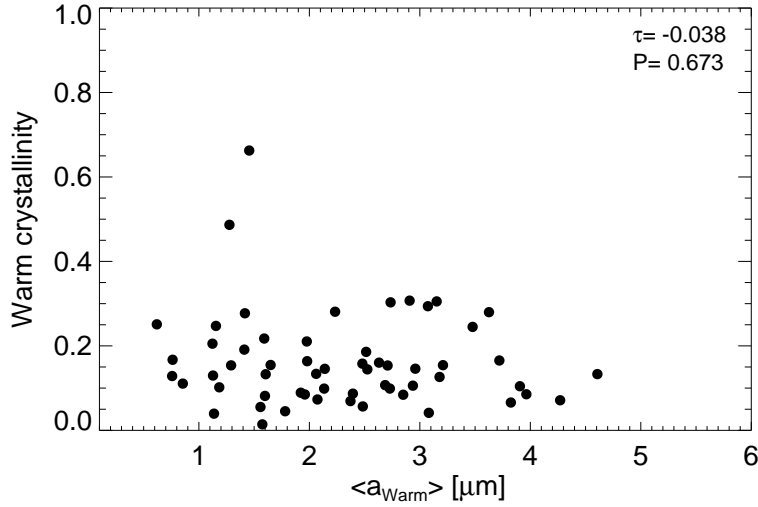


FIGURE 3.11 – Warm crystalline fraction C_{warm} versus warm mass-averaged grain size $\langle a_{\text{warm}} \rangle$.

3.3.2.4 Enstatite, forsterite and silica

Bouwman et al. (2008) find that enstatite dominates in the innermost warm regions over forsterite, and on the other side that forsterite is the dominant silicate crystal in the cooler outer regions. Fig. 3.12 shows the mean composition we obtain for the 58 objects, for both components (warm and cold). As amorphous pyroxene and amorphous olivine spectral signatures are very similar, we merge together their relative contributions. Regarding the crystalline content, even if there is no clear predominance of forsterite or enstatite masses for the warm component (8.7% vs. 7.4% respectively), for the cold component forsterite appears more abundant than enstatite (11.4% vs. 7.4% in mass). In order to have more details on the presence or absence of these two crystals, Figure 3.13 shows the distribution for the enstatite and forsterite abundances (left and right panel, respectively), for the warm and cold components (filled circles and open circles, respectively). *No predominance of either enstatite or forsterite is found in the warm component, while forsterite seems to be more frequent than enstatite in the cold component.* Similar distributions are found by Sargent et al. (2009) regarding the warm and cold forsterite and enstatite.

We search for correlations between the masses of the warm or cold enstatite populations, and warm or cold forsterite populations. We find a correlation between warm enstatite and warm forsterite grains, with a Kendall's τ value of 0.33 and with a significance probability P equal to 2.7×10^{-4} . This trend tends to confirm the results displayed in Fig. 3.12 : the crystallisation processes in the warm component do not favor the formation of one or the other crystals. We also find a correlation between the relative masses of warm enstatite grains and cold forsterite grains, with $\tau = 0.31$ and P equal to 7.0×10^{-4} . *This tends to indicate that the enrichment in*

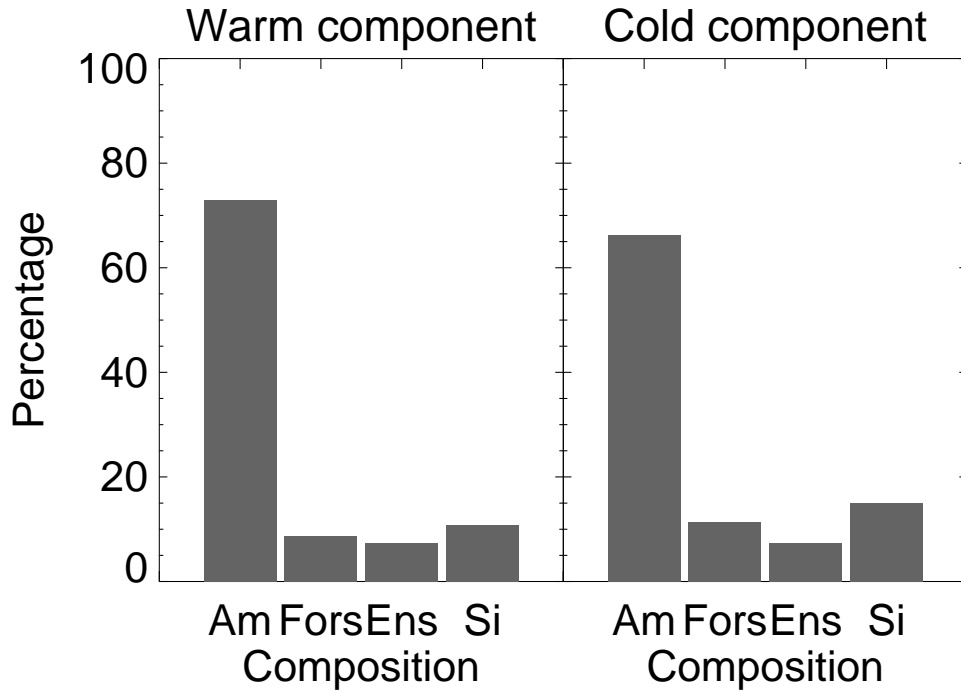


FIGURE 3.12 – Mean composition for warm and cold components according to the results of the 58 objects processed.

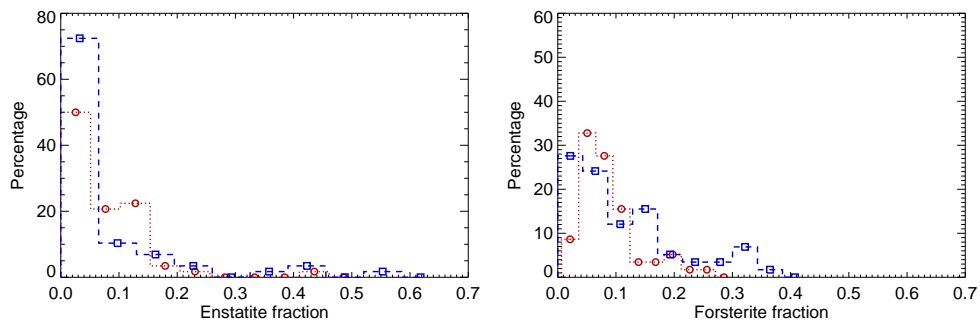


FIGURE 3.13 – Distribution for the warm (red circles and dotted histogram), cold (blue squares and dashed histogram) for enstatite (*left panel*) and forsterite (*right panel*) crystalline abundances.

TABLE 3.1 – Cloud-to-cloud variations for several parameters from the spectral decomposition.

Cloud	Number	α_{warm}	α_{cold}	$\langle C_{\text{warm}} \rangle$	$\langle C_{\text{cold}} \rangle$
Chamaleon	16	-2.97	-3.05	18.4	19.9
Ophiuchus	14	-3.02	-3.10	16.0	19.0
Lupus	13	-2.96	-3.06	16.6	20.8
Perseus	8	-2.60	-3.27	13.2	12.3
Serpens	5	-2.80	-3.11	11.6	14.3
Taurus	1	-2.84	-3.00	30.3	52.1

crystalline grains in the disk is global within ~ 10 AU, and not local.

Knowing that forsterite and silica can interact with each other to form enstatite ($\text{Mg}_2\text{SiO}_4 + \text{SiO}_2 \rightarrow 2\text{MgSiO}_3$), we search for correlations between the relative masses of forsterite, enstatite and silica in both components. We may expect to find an anti-correlation between the presence of enstatite and silica, as silica disappears from the disk medium in the above reaction. We did not find any striking trend between all the masses, even when considering only small and intermediate-sized grains (0.1 and 1.5 μm). This suggests that *the reaction between forsterite and silica is not the main path for enstatite production.*

3.3.3 Sample homogeneity

The studied stellar sample is drawn from several star forming regions. It may therefore be interesting to see if any cloud-to-cloud variations can be observed. The 58 Class II objects are distributed among 6 different clouds : Chamaleon, Ophiuchus, Lupus, Perseus, Serpens and Taurus (except for IRAS 08267-3336 which is an isolated star). Table 3.1 shows several results as a function of the corresponding clouds : the number of objects, the grain-size distribution slopes for the warm and cold components, and both the warm and cold crystallinity fractions. The results for the Perseus, Serpens and Taurus clouds are not statistically significant, given the low-statistics number of stars for these regions. On the other side, the three other clouds show very similar behavior for all the considered results. The grain size distributions and crystallinity fractions are very close to each other (with a number of objects between 13 and 16 per cloud).

Recently, Oliveira et al. (2010) studied the amorphous silicate features in a large sample of 147 sources in the Serpens, and compared their results with the Taurus young stars. That study, along with the results from Olofsson et al. (2009), show that the 10 μm feature appears to have a similar distribution of shape and strength, regardless of the star forming region or stellar ages. In terms of silicate features, the stellar sample analyzed in this study is therefore representative of a typical population of T Tauri stars.

3.4 Discussion

3.4.1 Implications for the dust dynamics in the atmospheres of young disks

In Olofsson et al. (2009), we discussed the impact of a size distribution on the shape of the $10\,\mu\text{m}$ feature, and could not disentangle between two possibilities to explain the flat, boxy $10\,\mu\text{m}$ feature profile that is characteristic of micron-sized grains. One possibility was that the grain size distribution is close to a MRN-like distribution ($p = -3.5$), extending down to sizes of at least several micrometers, with the consequence that the Spitzer/IRS observations would then probe a truncation of the size distribution at the minimum grain size (of the order of a micrometer). A second possibility implied a differential size distribution $dn(a) \propto a^p da$ that departs from a MRN-like distribution, being much flatter and with an index p close to, or larger than -3 to get the dust absorption/emission cross sections dominated by grains with size parameters $2\pi a/\lambda$ close to unity.

By model fitting 58 IRS spectra of T Tauri stars, we find a general flattening of the grain size distribution ($p_{\text{warm}} \simeq -2.9$ $p_{\text{cold}} \simeq -3.15$) in the atmospheres of disks around T Tauri stars with respect to the grain size distribution in the ISM up to about 10 AU (this effect being stronger for the inner regions of disks). Our results suggest that the frequently observed boxy shape of the $10\,\mu\text{m}$ feature is rather due to the slope of the size distribution, than to a minimum grain size in the disk atmospheres close to a micrometer. This finding very much relaxes the need for a sharp, and quite generic truncation of the size distribution at around one micrometer as proposed in Olofsson et al. (2009). Nevertheless, radiation pressure and/or stellar winds which had been proposed to explain such a cut-off are likely to operate anyway, and may thus contribute to the flattening of the size distribution by removing a fraction of the submicron-sized grains. This would furthermore help transporting crystalline grains outwards.

An alternative explanation for the *size distribution flattening* involves an overabundance of micrometer-sized grains with respect to the submicron-sized grains. At first glance, this situation may sound counterintuitive as micrometer-sized grains are more prone to settle toward the disk midplane which would, in turn, tend to steepen the size distribution in disk atmospheres. This ignores that both turbulent diffusion and collisions between pebbles may complicate this picture, and may even possibly revert this trend by supplying the disk atmospheres with micrometer-sized (and larger) grains. Therefore, the IRS observations may in fact indicate that coagulation and vertical mixing are slightly more efficient processes to supply grains in disk atmospheres than fragmentation, resulting in an overabundance of micrometer-sized grains compared to an ISM-like distribution. This situation may last over most of the T Tauri phase.

Interestingly, Lommen et al. (2010) also found a flattening of the grain size distributions for T Tauri stars, probed by the millimeter slope of the SED. They found a tentative correlation between the shape of the $10\,\mu\text{m}$ feature and the mm slope for

a large sample of sources, with flatter $10\ \mu\text{m}$ feature being associated with shallower mm slopes. Similarly, Ricci et al. (2010) also find grain size distributions flatter than in the ISM, with 3 mm PdBI observations of T Tauri stars in the Taurus-Auriga star forming region. Therefore, the size distribution flattening in disk atmospheres may extend to deeper and more distant regions, and to larger grains sizes than those probed by mid-IR spectroscopy.

3.4.2 Silicate crystallization and amorphization

In this study, we have been able to quantify the fraction of crystals for both the warm and cold components. In Olofsson et al. (2009), we identify a *crystallinity paradox* expressing the fact that crystalline features are much more frequently detected at long wavelengths compared to short wavelengths. By building crystallinity distributions with the results from the spectral decomposition, we find that even if the cold crystalline distribution is slightly broader than the warm distribution, they both show a similar behavior (see right panel of Fig.3.9). Therefore, this may suggest that the observational *crystallinity paradox* could be the consequence of a combined effect : relatively low crystalline fractions ($\leq 15\text{-}20\%$) for a great number of the T Tauri stars, and a contrast issue at short wavelengths preventing the direct identification of weak crystalline features on top of the $10\ \mu\text{m}$ amorphous feature. Nevertheless, it is noteworthy that correcting for the contrast issue through B2C spectral decomposition does not revert the trend, but instead makes the distribution of crystals in the warm and cold disk regions quite similar.

In order to explain the non negligible crystallinity fractions obtained for the cold component (up to 70% in a few cases, e.g. Fig. 3.8), there is a strong need for radial outward transport, assuming that the only source of production of crystals is thermal annealing or gas-phase condensation/annealing, taking place in the inner regions of disks. Several models have shown that such mechanism is likely to happen in circumstellar disks around active stars (see Keller & Gail 2004 or Ciesla 2009). According to Ciesla (2009), for an accretion rate larger than $10^{-7}\ \text{M}_{\odot}/\text{yr}$, grains can be transported to distances out to 20 AU in about $\sim 10^5$ years. A result in line with the 2D time-dependent disk model described in Visser & Dullemond (2010). However given the relatively young ages of our stellar sample (\sim few Myrs), and the rather high accretion rate required ($10^{-7}\ \text{M}_{\odot}/\text{yr}$), we cannot assess that radial transport is the only mechanism responsible for the strong similarity of both warm and cold crystallinity distributions. This instead suggests that other crystallization processes are necessary, that must take place in the outer regions of disks. A theoretical model, detailed in Tanaka et al. (2010), shows that depending on the gas density, crystallization can take place with typical temperature of a few hundred Kelvin. Such process can be triggered in the outer regions by nebular shocks (Desch & Connolly 2002) which lead to graphitization of the carbon mantle providing the latent heat for silicate crystallization.

However, crystallization by thermal annealing is likely to happen on very short timescales (few hours at $T \sim 1000\ \text{K}$, according to laboratory measurements, see

Hallenbeck et al. 1998). Therefore, one can expect to observe higher crystallinity fractions in the inner warm regions compared to the outer cold regions. One possible explanation to this issue may rely on the importance of accretion activity and on amorphization processes of crystals that are preferentially taking place in the inner regions of disks, as tentatively proposed by Kessler-Silacci et al. (2006) and Olofsson et al. (2009), and recently discussed in more detail in Glauser et al. (2009). This possibility is further supported by the results of Ábrahám et al. (2009) who studied the T Tauri star EX Lup with IRS, at two different epochs separated by a three-year time span, first in a quiescent phase (see spectrum in Kessler-Silacci et al. 2006), and then two months after an optical outburst driven by an increase of the mass accretion rate. They find an increase of crystallinity caused by this outburst in the inner disk regions, supposedly due to thermal annealing of amorphous silicates. The authors did not find any colder crystals in the outer component after the outburst, and therefore excluded shock heating at larger distances. This study shows that, obviously, the accretion activity may have a strong impact on the dust chemistry in circumstellar disks. Recently, Glauser et al. (2009) identified an anti-correlation between X-ray luminosity of the stars and crystalline fraction for the warm disk component (C_{warm} in Sec.3.3.2). The authors performed a decomposition fit to the $10\,\mu\text{m}$ feature for a stellar sample of 42 T Tauri stars, and find an anti-correlation between C_{warm} and X-ray luminosities for a subsample of 20 objects with ages between 1 and 4.5 Myr. This anti-correlation suggests that the stellar activity and energetic ions from stellar winds, traced by X-ray flux, can amorphize crystalline grains in disk atmospheres due to high-energy particles.

In a similar approach as Glauser et al. (2009), we attempt to investigate the impact of high-energy particles, assumed to be traced by X-ray luminosity, on the disk mineralogy. Table 3.2 displays the X-ray luminosities (in units of erg.s^{-1}) available in the literature or obtained by fitting the spectra from the Second *XMM-Newton* serendipitous source catalogue (Watson et al. 2009b) with the X-ray emission from one or two-temperature plasma combined with photoelectric absorption, for a subset of 17 objects among our stellar sample analyzed with the B2C compositional fitting model. The low overlap between X-ray observations with the c2d sample can be explained by the different observation strategies : X-ray campaigns are mostly targetting dense cores while our observations are located at the periphery of the clouds. Fig. 3.14 displays the crystalline fraction C_{warm} for the warm component inferred with the B2C procedure, as a function of the X-ray luminosity. The associated Kendall τ value is 0.16 with a significance probability $P = 0.36$, suggesting a dispersed weak trend, if any. To confirm any weak trend, we would need to have more measurements below about $2 \times 10^{29} \text{ erg.s}^{-1}$. Above this luminosity value no trend is visible. Still, we observe that objects with high X-ray luminosities seem to have higher crystalline fractions, which seems at first in contradiction with the conclusion by Glauser et al. (2009). Given the limited number of objects for which we have X-ray data in our sample, however, we were not able to perform any age selection as in Glauser et al. (2009).

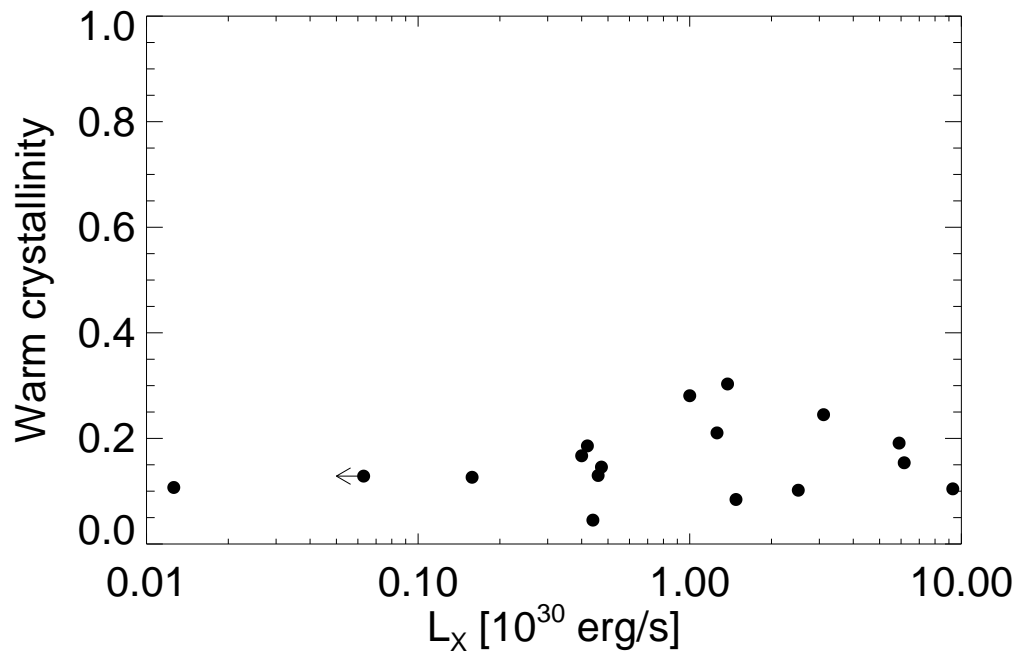


FIGURE 3.14 – Crystalline fraction for the warm component (C_{warm}) as a function of the X-ray luminosities.

TABLE 3.2 – X-ray luminosities for a subset of our stellar sample.

Star Name	Satellite	L_X [erg/s]	Ref
HM 27	ROSAT	$< 6.3 \times 10^{28}$	Feigelson et al. (1993)
LkHA 271	CXO	1.3×10^{28}	Getman et al. (2002)
Hn 9	XMM	1.6×10^{29}	Robrade & Schmitt (2007)
TW Cha	ROSAT	4.0×10^{29}	Feigelson et al. (1993)
IM Lup	XMM	4.2×10^{29}	this study
CK4	CXO	4.4×10^{29}	Giardino et al. (2007)
SSTc2d J162715.1-245139	XMM	4.6×10^{29}	Ozawa et al. (2005)
SX Cha	XMM	4.7×10^{29}	this study
XX Cha	XMM	1.0×10^{30}	Robrade & Schmitt (2007)
VZ Cha	XMM	1.3×10^{30}	Robrade & Schmitt (2007)
V710 Tau	XMM	1.4×10^{30}	Güdel et al. (2007)
WX Cha	XMM	1.5×10^{30}	Stelzer et al. (2004)
SR 9	ROSAT	2.5×10^{30}	Casanova et al. (1995)
RU Lup	XMM	3.1×10^{30}	this study
C7-11	XMM	5.9×10^{30}	Stelzer et al. (2004)
Sz96	XMM	6.2×10^{30}	this study
VW Cha	XMM	9.3×10^{30}	Stelzer et al. (2004)

3.4.3 Strength of the $10 \mu\text{m}$ feature, a proxy for grain size ?

The strength $S_{\text{Peak}}^{10\mu\text{m}}$ of the $10 \mu\text{m}$ feature has been commonly used in previous studies (e.g. van Boekel et al. 2005, Kessler-Silacci et al. 2006, Olofsson et al. 2009) as a proxy for grain size, small $S_{\text{Peak}}^{10\mu\text{m}}$ values tracing large (micrometer-sized) grains, while larger $S_{\text{Peak}}^{10\mu\text{m}}$ would be tracing smaller (submicron-sized) grains. In a recent paper, Watson et al. (2009a) instead attribute the diversity of strengths of the $10 \mu\text{m}$ feature to a combination of sedimentation and an increase of the crystallinity degree (as in Sargent et al. 2009). With the outputs of our B2C spectral decomposition procedure, we revisit the interpretation of the strength of the $10 \mu\text{m}$ feature as a proxy for grain size.

The left panel of Fig. 3.15 displays the correlation between the mass-averaged grain size for the warm grains ($\langle a_{\text{warm}} \rangle$) and the strength of the $10 \mu\text{m}$ feature ($S_{\text{Peak}}^{10\mu\text{m}}$). We find a Kendall τ correlation coefficient of about -0.30 with a significance P probability smaller than 1.1×10^{-3} , showing that grain size is well traced by the strength of the feature. It is noteworthy to point out that Sargent et al. (2009) find a different result regarding these two quantities, in their spectral decomposition analysis of 65 T Tauri stars. As shown in the review by Watson (2009), based on Sargent et al. (2009) results, they find a correlation coefficient of 0.08 with a significant probability of 0.55. This means, according to their model, that the strength of the $10 \mu\text{m}$ feature is not correlated with the presence of large grains. More precisely, they find that seven objects among their sample with the smallest $10 \mu\text{m}$

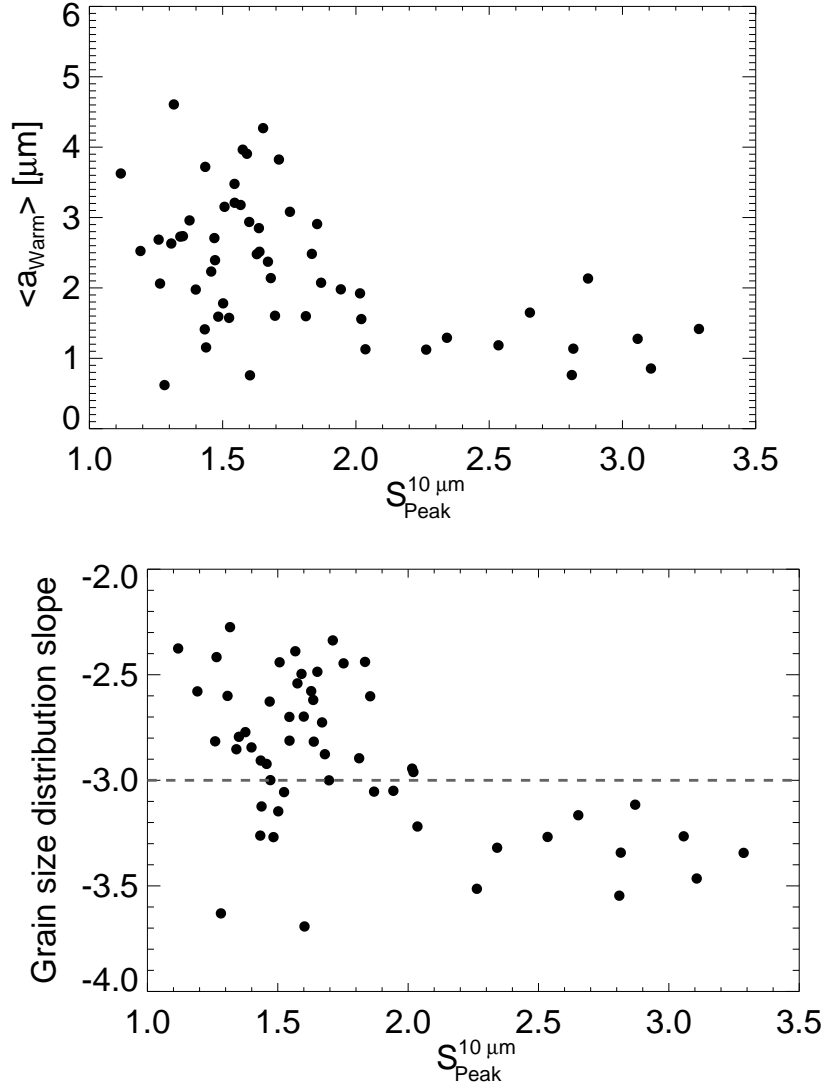


FIGURE 3.15 – *Left panel* : Mass-averaged grain sizes for the warm component, as a function of the strength of the $10\ \mu\text{m}$ feature ($S_{\text{Peak}}^{10\ \mu\text{m}}$). *Right panel* : power-law index p of the grain size distribution as a function of $S_{\text{Peak}}^{10\ \mu\text{m}}$.

feature strength, can be reproduced with low abundances of large grains. However, our opposite result is supported by several points : we successfully checked for all dependencies that could lead to a possible overestimate of the grain sizes (e.g the continuum offset O_{ν_2}) and we show in App. A.4.1, based on the analysis of synthetic spectra, that we may eventually underestimate the grain sizes in the warm component rather than over-estimate it (underestimated by $7 \pm 11\%$ with respect to the input value). This deviation ($\langle a \rangle / \langle a_{\text{inp}} \rangle$) is furthermore independent of the strength of the $10 \mu\text{m}$ feature ($S_{\text{Peak}}^{10\mu\text{m}}$), with a τ value of -0.06 and a significance probability of 0.52.

We also search for a correlation between the warm crystalline fraction C_{warm} and the strength of the $10 \mu\text{m}$ feature ($S_{\text{Peak}}^{10\mu\text{m}}$), and find a highly dispersed relation between the two quantities. Fig. 3.16 shows that the distribution is flat ($\tau = -0.15$ with a significance probability of 0.10), which suggests that crystallization cannot be the sole explanation for the diversity of $10 \mu\text{m}$ feature strengths. This is in line with the results by Bouwman et al. (2008) who do not find any correlation between these two quantities in their seven T Tauri star sample.

As mentioned in Olofsson et al. (2009) and in this paper, the grain size distribution in the upper layers of disks has a strong impact on the $10 \mu\text{m}$ feature strength. The right panel of Fig. 3.15 shows the power-law indexes p of the size distributions (calculated as in Sec. 3.3.1.3), as a function of the $S_{\text{Peak}}^{10\mu\text{m}}$ values. We find an anti-correlation ($\tau = -0.28$ with $P = 2.3 \times 10^{-3}$), indicating the shape of the $10 \mu\text{m}$ feature is indeed related to the slope of the grain size distribution. In fact we see two different regimes appearing : the small $S_{\text{Peak}}^{10\mu\text{m}}$ values mostly correspond to objects with slopes p larger than -3 (dashed horizontal line on the figure), while objects with large $S_{\text{Peak}}^{10\mu\text{m}}$ values essentially have slopes p smaller than -3 . This points in the same direction as previously discussed, namely that the variation in $S_{\text{Peak}}^{10\mu\text{m}}$ may to a large extent trace the variation in the slope of the size distribution. Not surprisingly, we find a very strong correlation between the mean mass-averaged grain size and the slope of the grain size distribution, with $\tau = 0.79$ and a significance probability below 10^{-38} .

3.5 Summary and conclusion

In this paper, we present a large statistical study of the dust mineralogy in 58 proto-planetary (Class II) disks around young solar analogs. We develop a robust routine that reproduces IRS spectra over their entire spectral range ($5\text{--}35 \mu\text{m}$), with a MCMC-like approach coupled with a Bayesian inference method. This procedure explores randomly the parameter space and reproduces IRS spectra using two independent dust populations : a warm and a cold component, arising from inner and outer regions from disks, respectively. This 2-component approach is supported by our previous statistical analysis of the silicate features in Olofsson et al. (2009). This B2C procedure has been tested over synthetic spectra giving, statistically speaking, coherent and reproducible results. In its current form, the B2C model allows to de-

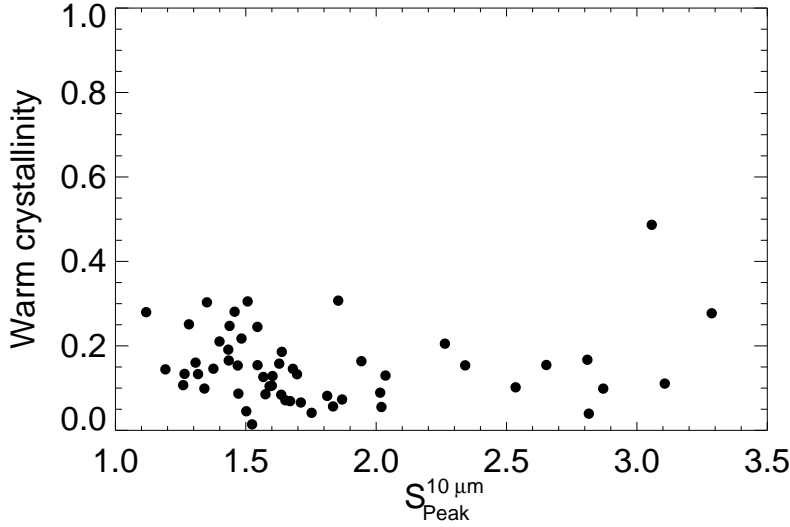


FIGURE 3.16 – Crystalline fraction for the warm component (C_{warm}), as a function of the strength of the $10 \mu\text{m}$ feature ($S_{\text{Peak}}^{10 \mu\text{m}}$).

rive relative abundances for 5 different dust species, 3 different grain sizes for the amorphous grains, 2 sizes for the crystalline grains, for both inner regions ($\leq 1 \text{ AU}$) and outer regions ($\sim 10 \text{ AU}$) of disks. Based on the modeling of the 58 IRS spectra of T Tauris stars, we find the following results :

1. The grain sizes in the inner and outer regions of disks are found to be uncorrelated, reinforcing the idea of two independent components probed by IRS. However, crystallinity fractions in warm and cold components are correlated to each other, indicative of a simultaneous enrichment of crystals within the first 10 AU of disks. This suggests that dynamical processes affecting the size distribution are essentially local rather than global, while crystallization may rather trace larger scale phenomena (e.g. radial diffusion). Finally, we find that grain size and crystallinity fraction are two independent quantities with respect to each other in both the warm and cold components.
2. We quantify the growth of grains compared to the ISM. We find a significant *size distribution flattening* in the upper atmospheres of disks probed by IRS, compared to the MRN grain size distribution. While the MRN size distribution has a power law index $p = -3.5$, we find flatter distributions for both the inner regions ($\langle p \rangle = -2.90 \pm 0.1$), and the outer regions ($\langle p \rangle = -3.15 \pm 0.15$). This explains why the IR emission of T Tauri stars studied using Spitzer-IRS is dominated by μm -sized grains, despite the possible presence of significant amounts of submicron-sized grains. The $S_{\text{peak}}^{10 \mu\text{m}}$ value turns out to be a proxy of the slope of the grain size distribution. This finding, combined with recent similar results from observations at millimeter wavelengths, suggests that the size distribution flattening is not confined to the disk upper layers but may

extend to deeper and more distance disk regions, and larger grains.

3. We reexamined the *crystallinity paradox* identified in Olofsson et al. (2009), by building crystallinity distributions for the warm and cold components. The mean crystallinity fractions are 16 and 19% for the warm and cold components, respectively. Even if the crystalline distribution for the cold component is slightly wider compared to the warm component, both distributions show a very similar behavior, suggesting the silicate crystals are well mixed within the first 10 AU of disks around T Tauri stars. According to the B2C model, the 3.5 times more frequently detected crystalline features at long (20-30 μm) than at short ($\sim 10 \mu\text{m}$) wavelengths arises from the combination of rather low crystalline fractions ($\leq 15\text{-}20\%$) for many T Tauri stars, and a contrast effect that makes the crystalline features more difficult to identify at around 10 μm where the strong amorphous feature can hide smaller crystalline features.
4. We see a trend where flared disks (high F_{30}/F_{13} values) tend to preferentially show small warm grains while flat disks (small F_{30}/F_{13}) show a large diversity of grain sizes. We do not find any correlations between the disk flaring and the crystallinity, meaning that the presence of such crystals is not related to the shape of the disks.
5. We find no predominance of any crystal species in the warm component, while forsterite seems to be more frequent compared to enstatite in the cold component. Regarding the different dust compositions, we find no evidence of correlations between them, except for the warm enstatite and forsterite grains, suggesting that the crystallisation processes in the inner regions of disks do not favor any of the two crystals. We find no link between silica and enstatite as one may expect if the main path for enstatite production would be the reaction between silica plus forsterite.
6. We do not find any striking correlation between spectral type and warm or cold crystallinity fraction. We do not either find any correlation between X-ray activity and crystallinity. As suggested by Watson et al. (2009a), the time variability in young objects may be responsible for erasing most of the correlations regarding dust mineralogy.

Interférométrie infrarouge de disques jeunes autour d'étoiles TTauri

Si la spectroscopie nous renseigne sur la nature des matériaux solides dans les zones de formation planétaire autour des étoiles jeunes (Chapitre 2 & 3), cette technique nous donne très peu d'informations sur la géométrie de ces régions. En effet, l'information spatiale que nous avons déduite des observations Spitzer/IRS provient essentiellement d'arguments qualitatifs, comme par exemple des considérations sur la température des émissions mesurées. Il existe des techniques observationnelles qui permettent non seulement de résoudre spatialement des objets éloignés, mais en plus avec un très haut niveau de détail. Une des techniques le permettant est l'interférométrie dans le domaine proche infrarouge. Dans ce chapitre nous détaillerons tout d'abord le principe de l'interférométrie puis nous étudierons les résultats des toutes premières observations VLTI/AMBER sur deux étoiles TTauri. Ces étoiles sont dans des stades d'évolution différents : IM Lup est une étoile avec un disque optiquement épais classique, alors que T Cha appartient à la classe des disques dits froids, symptomatiques de systèmes possédant des régions internes exemptes de poussière, suggérant la présence d'un système planétaire formé.

4.1 Principe de l'interférométrie

L'interférométrie optique est une technique observationnelle récente qui a émergé dans les années 1970. Le principe est de recombinaison la lumière provenant d'une même source par l'intermédiaire de deux ou plusieurs télescopes. Le but d'un tel instrument (interféromètre) est d'arriver à obtenir un niveau de détail supérieur à celui des plus grands télescopes existants actuellement. Attachons-nous tout d'abord au cas le plus simple : un interféromètre à deux télescopes.

Avant de commencer à décrire en détail comment fonctionne l'interférométrie, détaillons rapidement la terminologie relative à ce type d'observations. Tout d'abord, la résolution angulaire : il s'agit de la capacité de l'instrument à séparer des détails. D'une manière générale, si l'on souhaite augmenter la résolution angulaire, il faut construire des télescopes ayant un miroir principal du plus grand diamètre possible. Si l'on ignore, pour simplifier la discussion, les effets dus aux turbulences dans l'atmosphère qui limite la résolution effective d'un télescope limité par la diffraction, alors la résolution d'un télescope dont le miroir a un diamètre D , pour une longueur

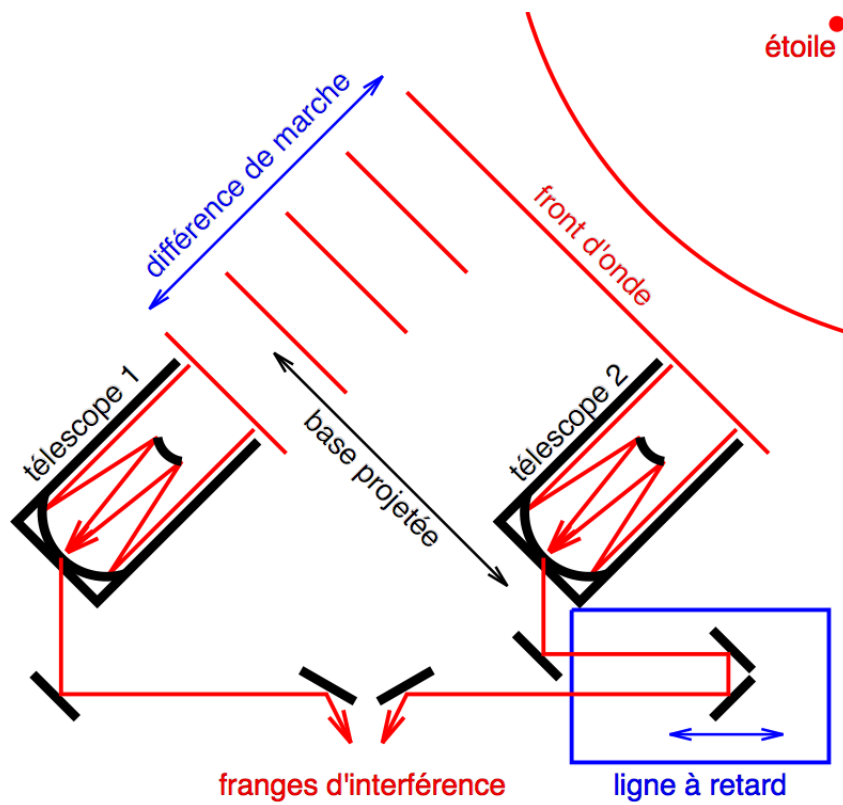


FIGURE 4.1 – Principe de l'interférométrie (crédits : Régis Lachaume)

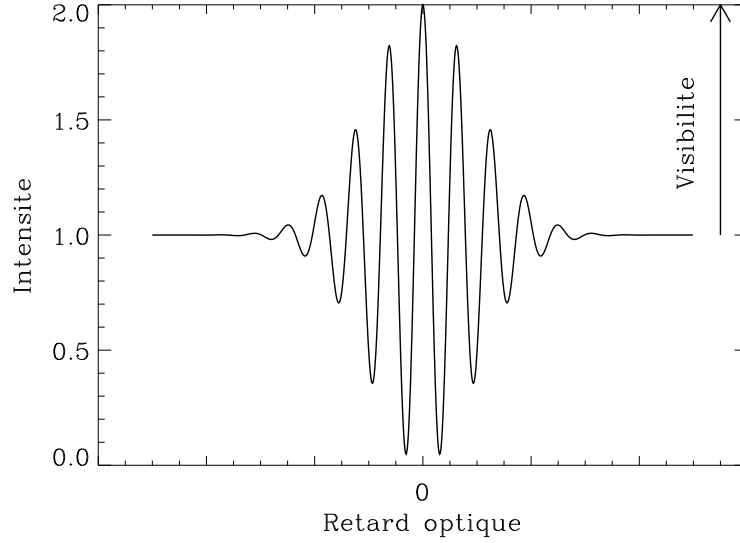


FIGURE 4.2 – Variation d'intensité d'un interférogramme, en fonction du retard optique

d'onde d'observation λ_{obs} est de $\sim \lambda_{\text{obs}}/D$. Dans le cas d'un interféromètre, on simule un plus grand télescope, dont la longueur caractéristique est la distance séparant les deux télescopes recombinés. On parle alors de ligne de base (B), voire de ligne de base projetée pour être exact. En effet, l'angle entre le zénith et l'objet observé dans le ciel impacte la ligne de base projetée (B_p) entre les deux télescopes. Si l'angle entre le zénith et l'objet observé est de θ , alors, nous aurons $B_p = B \times \cos(\theta)$. La résolution angulaire finale de l'interféromètre sera donnée par λ_{obs}/B_p . Alors que le diamètre des plus grands télescopes actuels ne dépassent pas 10 m, certaines lignes de base du *Very Large Telescope Interferometer* (VLTI) de l'ESO peuvent atteindre 200 m. Le gain en résolution angulaire est donc d'un ordre de grandeur supérieur. On parle alors de très **haute résolution angulaire**.

Avec un interféromètre, les rayons provenant de deux télescopes différents ne parcourent pas la même longueur (voir Fig. 4.1), on parle alors de **différence de marche** (ddm par la suite). Pour être capable d'observer les franges d'interférence à l'endroit où les flux sont recombinés, il est nécessaire d'égaliser les chemins optiques afin d'annuler la ddm. Pour faire varier cette ddm les interféromètres disposent de **lignes à retard optique**, qui introduisent un délai dans le chemin optique.

Si l'on considère I_1 et I_2 les intensités reçues par chacun des deux télescopes (dont la ligne de base est \vec{B}_{12}), l'interférogramme (le schéma des interférences observé) s'écrit alors de la façon suivante, pour un cas purement monochromatique :

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} |\gamma_{12}| \cos(\Phi), \quad (4.1)$$

avec γ_{12} le degré complexe de cohérence mutuelle de la source pour la fréquence

spatiale $u_{12} = B_{12}/\lambda$. La phase Φ peut être décomposée en trois contributions : la phase de l'objet observé ($\phi_{\text{obj}} = \arg(\gamma_{12})$), la phase instrumentale (ϕ_{inst}) incluant la modulation des franges, et la phase aléatoire introduite par les perturbations de l'atmosphère (ϕ_{atm}). Le théorème de Zernike-van Cittert (Born & Wolf 1964) exprime qu'il est possible de relier γ à la distribution d'intensité de la source observée $S(\vec{\alpha})$, où $\vec{\alpha}$ est la position angulaire de la source :

$$\gamma_{12} = \gamma(u_{12}) = \int \int S(\vec{\alpha}) e^{-2i\pi\vec{\alpha} \cdot u_{12}} d\vec{\alpha} = |\gamma| e^{i\phi}, \quad (4.2)$$

avec $u_{12} = \frac{B_{12}}{\lambda}$ et ϕ la phase du degré complexe de cohérence. A partir de l'interférogramme (Eq. 4.1 et Fig. 4.2), il est possible de construire une grandeur relative aux observations : la **visibilité**. Dans le cas monochromatique, elle est définie comme suit :

$$V = \frac{I_{\text{max}} - I_{\text{min}}}{I_{\text{max}} + I_{\text{min}}} = |\gamma_{12}|. \quad (4.3)$$

Une visibilité (notée V) correspond au module de la transformée de Fourier de la distribution d'intensité de l'objet à une fréquence spatiale donnée ($0 \leq V \leq 1$). Cette fréquence spatiale dépend de la base projetée entre les différents télescopes. Des observations avec des lignes de bases différentes permettent donc d'effectuer un échantillonnage à différentes fréquence spatiale de la transformée de Fourier de l'objet. Les mesures de visibilités peuvent être reportées dans un graphique visibilité-ligne de base, comme sur la Fig. 4.3. Cela donne une courbe de visibilité qui représente le spectre de Fourier de l'objet observé. Dans l'exemple de la Fig. 4.3, le diamètre de l'étoile pourrait être calculé en ajustant la courbe de visibilités par un modèle adéquat (en l'occurrence un disque uniforme). A partir de ce type de graphique visibilité-fréquence spatiale, il est donc possible de remonter aux caractéristiques de l'objet, en utilisant des modèles adéquats.

Il n'est pas trivial de raisonner dans le plan des visibilités, étant donné qu'il s'agit en fait d'un plan de Fourier. Si pour un objet donné, pour différentes lignes de bases, toutes les visibilités sont égales à 1, cela signifiera que l'objet n'est pas résolu par l'instrument. En effet, en prenant la transformée de Fourier inverse d'un plan unitaire, on obtient une fonction de Dirac, signifiant que la source est un point infiniment petit sur le ciel. Au contraire, si la source est infiniment étendue sur le champ de vue de l'instrument, la courbe de visibilité-fréquence spatiale sera un Dirac, centré sur la fréquence spatiale nulle.

Il est cependant important de noter que la **fonction de transfert** de l'instrument évolue au cours des observations. La fonction de transfert traduit la réponse de l'instrument lors d'une observation, l'efficacité de la transmission du flux à travers tout le chemin optique, ou encore l'efficacité de la recombinaison des flux provenant de chacun des télescopes. Elle peut changer dans le temps, que ce soit à cause de la polarisation, des réglages optiques, ou encore des vibrations des télescopes. Pour être capable de calibrer de manière absolue les visibilités il est donc nécessaire d'observer une étoile standard : un calibrateur. Ce sont des étoiles connues pour être

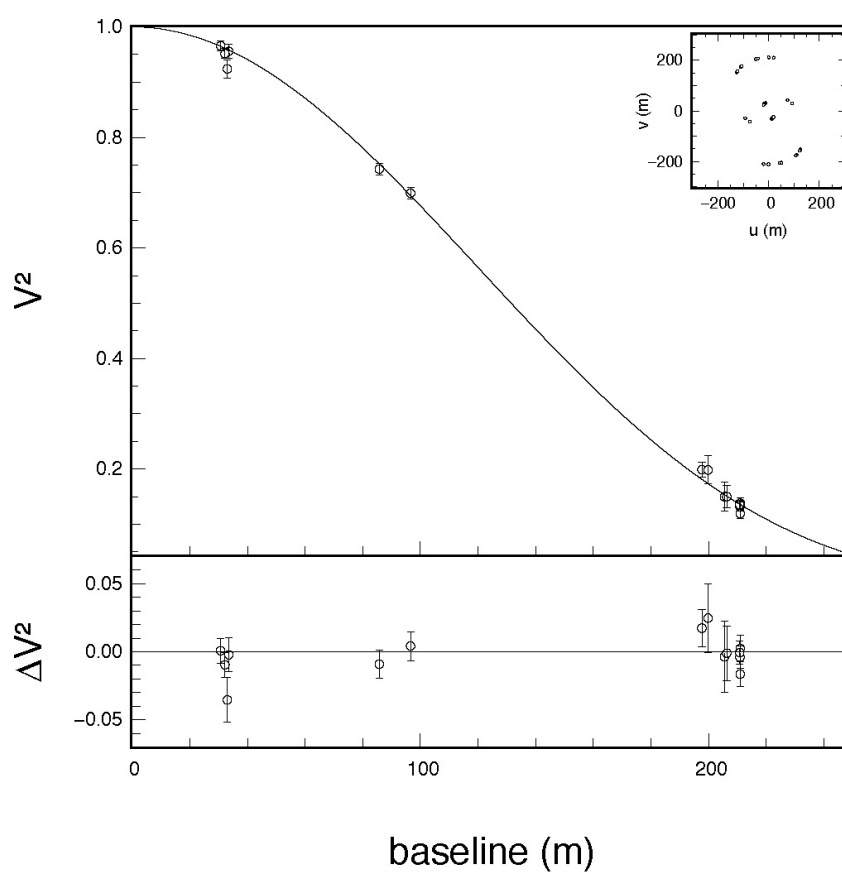


FIGURE 4.3 – Diagramme visibilité-ligne de base pour l'étoile 61 Cyg A et résidus après ajustement par un modèle d'étoile. Figure tirée de Kervella et al. (2008).

les plus simples possibles (modélisées simplement par un disque uniforme), d'une manière générale, elle ne sont pas ou très peu résolues par l'instrument ($V \geq 0.95$). Habituellement l'observation de l'objet de science est encadrée par des observations de calibrateurs (qui peuvent être deux calibrateurs différents pour s'affranchir de problèmes liés à un calibrateur unique). De telles observations permettront de contraindre la fonction de transfert de l'instrument. Après avoir calculé les visibilitées des calibrateurs et celles de l'objet de science, il suffira de diviser ces dernières par les visibilitées des calibrateurs pour ainsi s'affranchir des problèmes instrumentaux.

Une autre quantité qu'il est possible de mesurer en interférométrie est la **clôture de phase** mais il n'est pas possible de la mesurer avec uniquement deux télescopes, il faut un minimum de trois télescopes pour cela. Avoir plus de trois télescopes permettra de mesurer plusieurs clôtures de phase. Comme mentionné dans l'équation interférométrique (Eq. 4.1), la différence de phase Φ intervient entre les signaux perçus par les deux télescopes (T_1 et T_2). Malheureusement, l'atmosphère terrestre perturbe ces phases d'une manière aléatoire et différente pour les différents chemins optiques. Pour chacun des télescopes, on considère la phase Φ comme étant la somme de la phase astrophysique, de la phase instrumentale et de la phase atmosphérique. Si Ψ_{ij} correspond à la phase intrinsèque de l'objet et des phases instrumentales selon la base ij et ϕ_i la contribution atmosphérique sur le télescope i , nous pouvons alors écrire, pour chaque couple de faisceaux (pour trois télescopes 123) :

$$\begin{aligned}\Phi_{12} &= \Psi_{12} + (\phi_2 - \phi_1) \\ \Phi_{23} &= \Psi_{23} + (\phi_3 - \phi_2) \\ \Phi_{31} &= \Psi_{31} + (\phi_1 - \phi_3).\end{aligned}$$

Alors, la clôture de phase CP_{123} est obtenue en calculant la somme des trois termes :

$$\begin{aligned}CP_{123} &= \Phi_{12} + \Phi_{23} + \Phi_{31} \\ &= \Psi_{12} + \Psi_{23} + \Psi_{31}.\end{aligned}$$

Ainsi, les contributions atmosphériques s'éliminent entre elles et nous obtenons une quantité relative à l'objet de science étudié. Cette quantité, définie modulo π , renseigne au final sur le caractère centro-symétrique de l'émission de l'objet à la résolution angulaire considérée. Si elle est nulle (modulo π), l'objet présente une symétrie centrale. Un interféromètre à trois (ou plus) télescopes fournit donc des renseignements à la fois sur la structure à haute résolution angulaire mais aussi sur la symétrie des objets étudiés.

4.1.1 Instrument AMBER au VLTI

L'instrument AMBER est installé au VLT de l'ESO, sur le Mont Paranal au Chili. C'est un interféromètre à 3 télescopes, fonctionnant dans le proche infrarouge (bande J, H et K, 1.5-2.2 μm , voir Malbet et al. 2003). La disposition des différents télescopes utilisables par AMBER est montré sur la Fig. 4.4. Quand il est utilisé

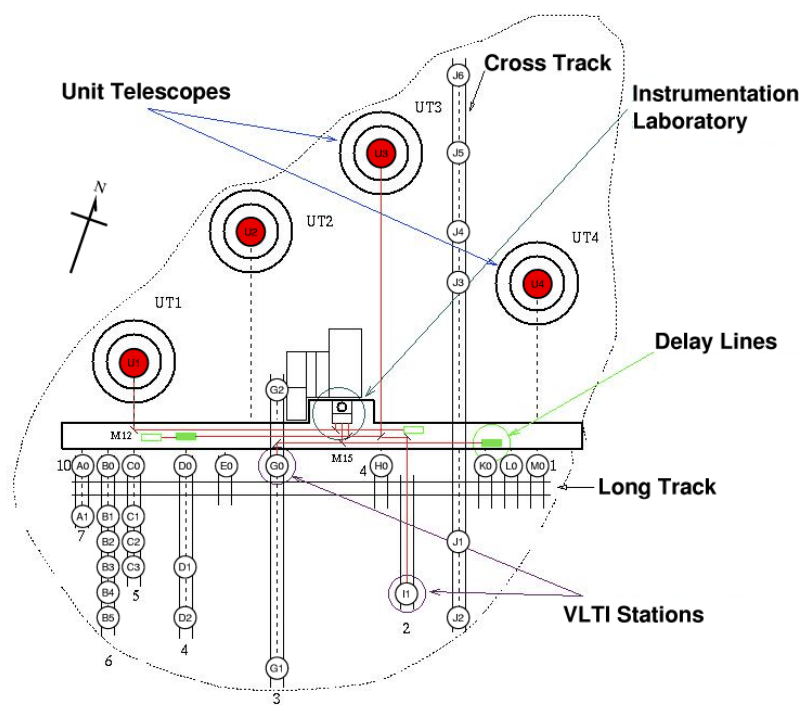


FIGURE 4.4 – Arrangement des télescopes sur le site du VLTI, à Paranal (Crédits : ESO).

avec les *Unit Telescope* (UTs, 8.2 m de diamètre) il permet d'obtenir des résolutions angulaires comprises entre 2 milli-secondes d'angle (mas) et 50 mas. Quand il fonctionne avec les *Auxiliary Telescopes* (ATs, 2 m de diamètre), la résolution est comprise entre 2 mas et 140 mas. Suivant les télescopes utilisés, les lignes de base peuvent aller de 8 m à 200 m. AMBER fonctionne avec trois télescopes simultanément, ce qui signifie qu'il y a trois paires de télescopes pour une observation, soit trois points de visibilités en simultané, plus une clôture de phase comme nous venons de le voir. L'instrument AMBER propose trois modes de résolution spectrale différents ; une dispersion à basse, moyenne et haute résolution, avec $R \sim 35$, 1500 et 12000 respectivement.

4.2 Observations AMBER de disques circumstellaires d'étoiles T Tauri

J'ai obtenu des observations AMBER en mode visiteur sur trois objets jeunes appartenant à la classe de TTauri : SR 21, T Cha et IM Lup. J'ai effectué les observations en Juin 2008 et 2009 (programmes 081.C-0851 et 083.C-0295, PI : Augereau J.-C.) avec deux triplets de lignes de base, UT1-UT2-UT4 et UT1-UT3-UT4. Le choix des UTs s'est imposé au regard de la brillance assez faible des objets étudiés : ils ont tous deux une magnitude ~ 7 en bande K, ce qui est proche des limites instrumentales assignées par l'ESO. Les ATs, plus petits télescopes ne peuvent observer que des objets ayant une magnitude en bande K plus petite que 5. Ces lignes de bases que nous avons choisies offrent une importante résolution spatiale : UT1-UT4 est la plus grande possible avec les UTs pour une distance de 130 m, la séparation entre UT1 et UT3 est de 102 m et enfin la distance entre UT3 et UT4 est de 62 m. De plus, le choix de ces lignes de base permet une exploration complémentaire de l'espace de Fourier, la ligne UT3-UT4 étant quasiment perpendiculaire à la ligne de base UT1-UT4. Le Tableau 4.1 présente un résumé des observations effectuées. Ces observations ont permis d'atteindre un record en terme de magnitude limite : $k = 7.74$ pour IM Lup, et représentent les premières observations AMBER résolues pour des étoiles TTauri.

4.2.1 SR 21 et T Cha : des disques en transition

SR 21 et T Cha sont deux étoiles jeunes, type TTauri (Classe II) qui ont été observées par l'instrument IRS dans le cadre du programme c2d (voir Chap. 2 pour les spectres IRS de ces objets et respectivement Fig. C.6 & C.3). Ces objets ont été classées par Brown et al. (2007) comme étant des disques dits "froids". Ces disques froids sont soupçonnés représenter une étape de transition dans le scénario d'évolution des disques proto-planétaires où le disque est dissipé de l'intérieur vers l'extérieur, présentant donc des régions internes du disque déplétées en poussière et en gaz, et un anneau externe massif et optiquement épais. La Figure 4.5, extraite

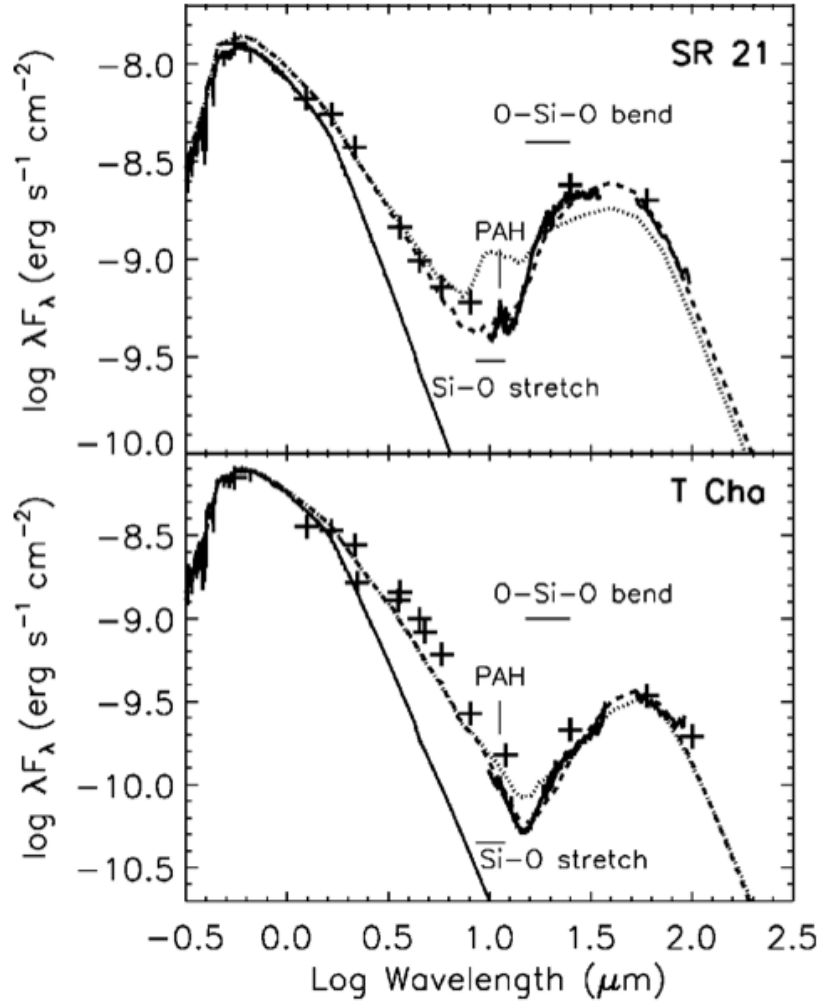


FIGURE 4.5 – Distribution spectrale d'énergie des étoiles SR 21 et T Cha (figure tirée de Brown et al. (2007)).

Etoile	Coordonnées (J2000)	Run Date	Ligne de Base	Mag K Mag V	Calibrateur
SR 21	16h27m10.28s	081.C-0851(A)	UT1-3-4	6.71	HD146834
	-24d19m12.7s	22/06/2008		14.10	HD148760
SR 21	16h27m10.28s	081.C-0851 (B)	UT1-2-4	6.71	HD148760
	-24d19m12.7s	23/06/2008		14.10	HD148352
T Cha	11h57m13.53s	083.C-0295(A)	UT1-2-4	6.95	HD107145
	-79d21m31.5s	11/06/2009		11.86	-
T Cha	11h57m13.53s	083.C-0295(B)	UT1-3-4	6.95	HD107145
	-79d21m31.5s	12/06/2009		11.86	HD101727 ^a
IM Lup	15h56m09.22s	083.C-0295(B)	UT1-3-4	7.739	HD141885
	-37d56m05.8s	12/06/2009		12.14	-

TABLE 4.1 – Compte-rendus des observations pour les trois étoiles observées avec AMBER au VLTI. ^a Ce calibrateur est en fait une binaire non référencée.

Etoile	SpT	D (pc)	$R_{\text{disque,int}}$ (UA)	$R_{\text{sillon,int}}$ (UA)	$R_{\text{sillon,ext}}$ (UA)
SR 21	G2.5	160	0.25	0.45	18
T Cha	G8	66	0.08	0.2	15

TABLE 4.2 – Caractéristiques des étoiles et de leurs disques en transition d’après les résultats de Brown et al. (2007).

de Brown et al. (2007), montre les SEDs pour ces deux objets. La contribution de l’étoile est représentée en trait plein, la contribution de l’émission du disque plus l’étoile est représentée en tirets. Le fait que les régions internes montrent un degré de déplétion se déduit du fait que l’émission à $10\,\mu\text{m}$ est très réduite comparée à un disque de Classe II “classique”. Le pic dans les SEDs autour de $40\text{--}50\,\mu\text{m}$ s’explique par la présence d’un disque encore massif à des distances importantes de l’étoile ($\sim 10\text{--}20\text{ UA}$). Le Tableau 4.2 résume quelques caractéristiques de SR 21 et de T Cha. Brown et al. (2007) ont modélisé les disques entourant ces deux étoiles particulières, en utilisant le code de transfert radiatif de Dullemond et al. (2001) et ils ont montré que des “gaps”, c’est à dire des sillons très larges dans le profil de densité du disque, étaient nécessaires pour reproduire les SEDs des objets. Grâce à leurs simulations, ils ont pu déterminer un rayon interne du disque ($R_{\text{disque,int}}$) pour lequel le disque commence, un rayon ($R_{\text{sillon,int}}$) où le sillon (le “gap”) commence et finalement un rayon ($R_{\text{sillon,ext}}$) où le sillon se termine pour laisser place au disque froid. Le Tableau 4.2 montre les résultats obtenus par Brown et al. (2007), avec les trois rayons qui permettent de caractériser le disque interne, le début et la fin du sillon dans le disque. Ces résultats montrent qu’un anneau externe situé au-delà de $15\text{--}20\text{ UA}$ reproduit bien les observations aux grandes longueurs d’onde, mais qu’un petit anneau à une fraction d’UA est également nécessaire pour bien reproduire les excès aux plus courtes longueurs d’onde (proche infrarouge).

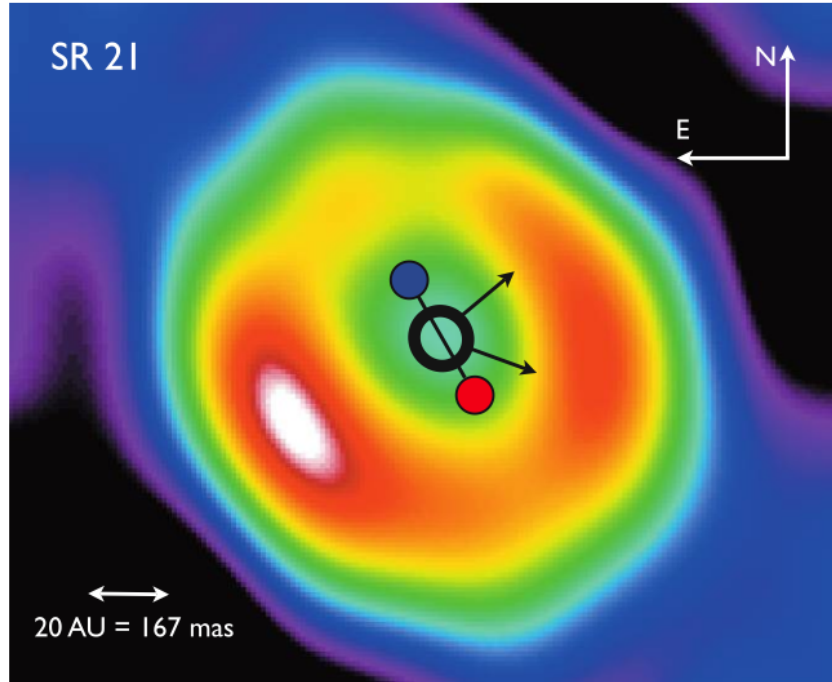


FIGURE 4.6 – Observations de l’anneau de poussière autour de SR 21 obtenues avec le SMA par Brown et al. (2009), auxquelles s’ajoutent les résultats de Pontoppidan et al. (2008), qui ont observé le gaz dans les régions internes de SR 21 avec CRIRES au VLT (Figure extraite de Pontoppidan et al. (2008)). Les cercles bleu et rouge indiquent le sens de rotation du gaz dans les régions internes du disque, la partie rouge s’éloignant de l’observateur, la partie bleue s’approchant de l’observateur. Le cercle noir représente le lieu où le gaz se trouve d’après les modèles, et les flèches noirs montrent les écarts à la symétrie azimuthale pour les profils d’émission du gaz de CO.

Pour SR 21, des campagnes d'observations complémentaires aux données IRS ont été menées : avec le *Sub-Millimeter Array* (SMA) et le spectromètre CRIRES au VLT. La Figure 4.6, extraite de Pontoppidan et al. (2008), montre la superposition des résultats obtenus avec ces campagnes pour l'étoile SR 21. Premièrement, les données millimétriques du SMA montrent que le disque de gaz et de poussières ainsi que la baisse de densité dans le disque sont effectivement bien présents et que de plus, le disque est vu de face. Les résultats de Pontoppidan et al. (2008) quant à eux sont orientés sur la détection du gaz interne dans ce disque. D'après leurs observations, du gaz est présent dans le disque à partir d'environ 7 UA. Ce qui signifie que le sillon dans le disque présente encore du gaz, entre 7 et 18 UA.

Finalement, concernant SR 21 d'autres observations ont récemment été menées par Eisner et al. (2009), en utilisant l'instrument Gemini/TReCS. Ces observations dans l'infrarouge moyen (8.7 et 11.6 μm) utilisent la technique d'interférométrie par masque d'ouverture : un masque avec 27 ouvertures est placé dans le chemin optique de l'instrument, permettant ainsi d'augmenter la résolution angulaire et de calculer des visibilités, pour 351 lignes de bases ainsi créées (choisir deux ouvertures parmi 27 disponibles, donne $C_{27}^2 = \frac{27!}{2!(25!)} = 351$ possibilités). Les résultats de leur modélisation sont en partie en contradiction avec ceux de Brown et al. (2007). En effet, ils ne confirment pas la présence d'un disque interne autour de l'étoile, et leurs observations montrent que le disque est complètement évidé de poussières jusqu'à ~ 10 UA. Pour reproduire la SED et leurs observations dans l'infrarouge moyen, ils proposent la présence d'un compagnon relatif chaud - possiblement entouré de matière circumstellaire - situé proche du bord du disque froid. Après avoir essayé d'ajouter un anneau de poussières vers 1 UA, laissant ainsi un large sillon dans le disque les résultats obtenus sont difficilement en accord avec leurs observations interférométriques.

Pour T Cha, il n'y a pas eu d'observations similaires à celles obtenues pour SR 21. Néanmoins, les résultats de Brown et al. (2007) semblent montrer que les deux objets sont très similaires, tous deux présentant un sillon dans le profil de densité du disque et sont parmi les rares étoiles TTauri à montrer des raies de PAHs claires (Geers et al. 2006). La Figure 4.7 montre un récapitulatif de tous ces résultats sur SR 21 et T Cha.

Il y a donc à l'heure actuelle un intérêt grandissant pour ces disques en transition et tous les moyens observationnels à disposition sont mis à contribution, que ce soit des instruments comme CRIRES, de la spectroscopie, des observations millimétriques, ou même encore des techniques émergentes comme l'interférométrie par masque d'ouverture. Notre compréhension des ces disques transitionnels est en pleine croissance et plusieurs scénarios peuvent expliquer comment évider un disque dans ses parties internes à commencer par la formation d'un système planétaire. Mais d'autres scénarios sont à envisager comme la photoévaporation de la poussière par le champ de radiation de l'étoile qui permet de chasser les poussières de l'intérieur vers l'extérieur, comme décrit dans les modèles de Alexander et al. (2006). Dans d'autres cas, comme pour l'étoile CoKu Tau/4 dont le disque était suspecté d'être transitionnel, Ireland & Kraus (2008) ont montré qu'il s'agissait plutôt d'un

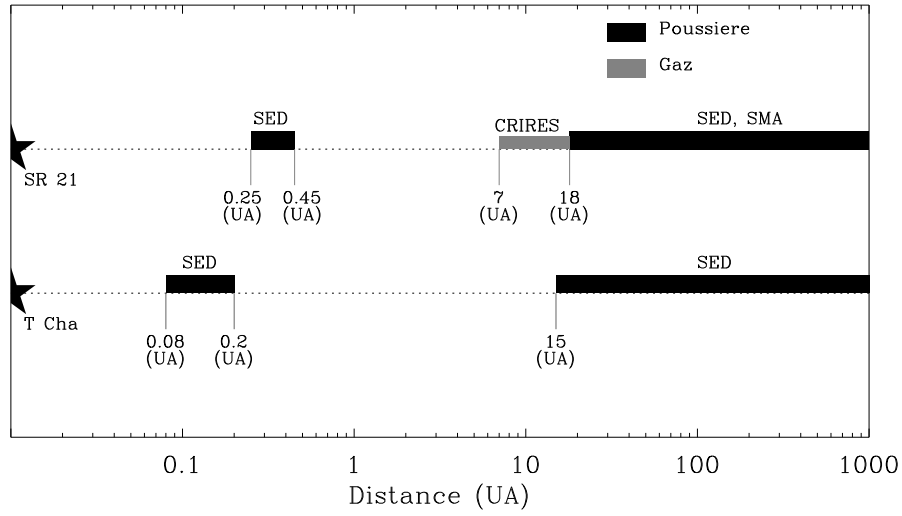


FIGURE 4.7 – Schéma récapitulatif des structures radiales pour SR 21 et T Cha, déduit des observations et des modélisations de Brown et al. (2007, 2009) (pour les SEDs et les observations SMA) et de Pontoppidan et al. (2008) (pour les observations CRIRES).

disque entourant un système binaire. Ces disques en transition sont donc un nouvel ensemble d'objets définitivement très intéressants et des données interférométriques peuvent être en mesure de nous apporter des informations complémentaires en mesurant la quantité de poussières dans les régions les plus internes, et en précisant la géométrie de ces régions.

4.2.2 IM Lup et son disque circumstellaire

Enfin, le troisième objet observé avec AMBER est IM Lup : une étoile TTauri de type spectral M0, avec un disque circumstellaire massif l'entourant. Cet objet a été étudié en détail par Pinte et al. (2008b) dans une étude multi-longueur d'onde d'un disque circumstellaire s'appuyant sur un modèle de transfert radiatif (voir Sec. 5.1.2). Les différentes techniques observationnelles utilisées dans cette étude étaient de la spectroscopie en infrarouge moyen, de l'interférométrie millimétrique, de l'imagerie visible et proche-infrarouge et de la photométrie du visible au millimétrique. Le disque circumstellaire autour d'IM Lup est résolu dans le domaine visible et infrarouge, grâce à la lumière diffusée. Le résultat principal de l'article de Pinte et al. (2008b) est que la SED et les images de l'objet ont été globalement modélisés sur toute la gamme spectrale. La Figure 4.8 montre un des résultats de cette étude : la reproduction des images en lumière diffusée, dans deux bandes spectrales (0.606 et 1.6 μm , de bas en haut respectivement). Les données sont reprises dans la colonne de gauche alors que le meilleur modèle est présenté dans la colonne de droite, convolué

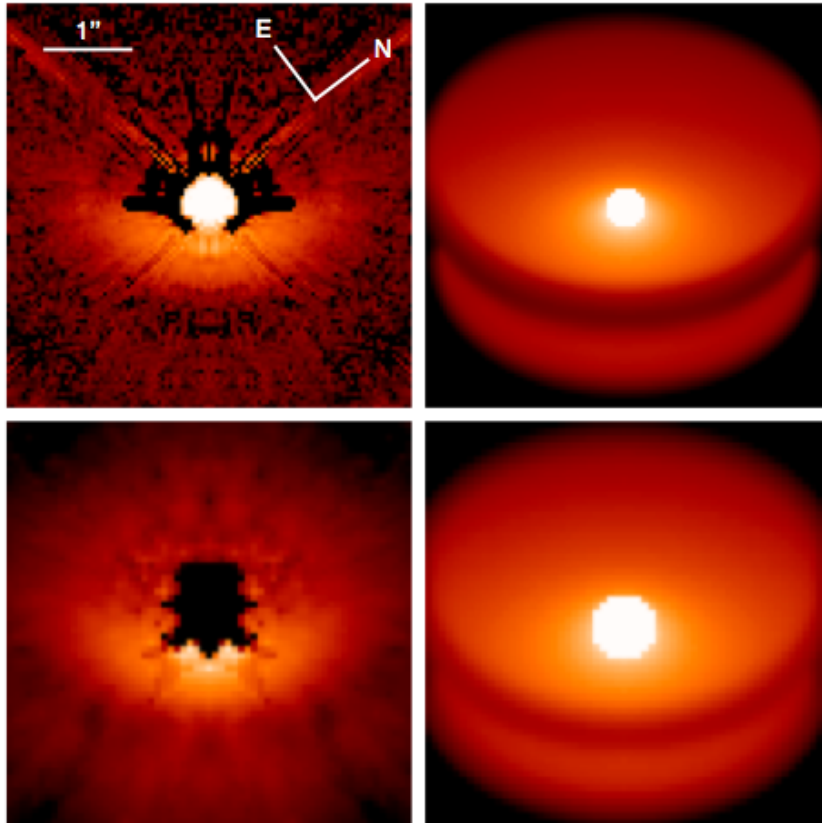


FIGURE 4.8 – Colonne de gauche : images en lumière diffusée, à $0.606 \mu\text{m}$ (en haut) et à $1.6 \mu\text{m}$ (en bas). Colonne de droite : meilleur modèle à ces mêmes longueurs d'onde, convolués à la PSF de l'instrument (Figure tirée de Pinte et al. 2008b).

par la PSF de l'instrument. La philosophie de cette étude est que chaque type d'observations apporte des informations bien précises sur un ou plusieurs paramètres : les observations millimétriques permettent d'estimer la masse du disque, la spectroscopie dans l'infrarouge moyen permet de connaître la minéralogie des grains de poussière dans l'atmosphère du disque interne (≤ 10 UA) alors que les images en lumière diffusée contraignent la géométrie du disque jusqu'à de très grandes distances. Au final, grâce à la coordination des diverses données, provenant de différentes techniques observationnelles, la compréhension que nous avons de cet objet a largement évolué : la poussière au sein de ce disque présente un degré d'évolution avancé, avec des grains ayant grossi jusqu'à des tailles millimétriques (au moins) dans le plan médian du disque, des forts indices de sédimentation verticale des poussières, des grains micrométriques dans les couches superficielles du disque et possiblement de la condensation de glaces sur les grains de poussière. Cependant, contrairement aux disques de T Cha et SR 21, IM Lup montre toutes les caractéristiques d'un disque massif proto-typique, ayant que peu évolué dans sa morphologie.

4.2.3 Réduction des données AMBER

La réduction de données s'est faite en collaboration avec Eric Tatulli et Myriam Benisty, au moyen du logiciel développé au JMMC¹ : Amdlib. Les principes de réduction sont décrits plus en détail dans Tatulli (2004). Le principe de base est de modéliser le signal interférométrique dans le plan du détecteur. Pour obtenir des données exploitables, il y a quatre étapes nécessaires :

1. les procédures classiques de soustraction de courant d'obscurité et de soustraction de cartes de mauvais pixels (remplacés par une intensité nulle) ;
2. un recalage spectral de l'ensemble des mesures ;
3. le traitement des données (calcul de visibilité et de clôture de phase) avec le logiciel Amdlib, pour la cible de science et le calibrateur ;
4. finalement, la calibration des données de science avec les données du calibrateur ;

Au final, il se peut que certains problèmes persistent après toutes ces étapes de réduction. Ces artefacts peuvent par exemple être causés par les vibrations des télescopes. Ce problème se fait d'autant plus ressentir lorsque les observations sont faites avec les UTs. Les vibrations peuvent être causées par les systèmes de refroidissement des autres instruments se trouvant à proximité d'AMBER. Sans entrer dans trop de détails, les pompes à chaleur font apparaître des vibrations à des fréquences très précises (de l'ordre de quelques Hertz) qui peuvent donc être calibrées. Une solution assez simple pour diminuer en partie ces vibrations est de couper le fonctionnement de ces instruments pendant qu'AMBER fonctionne. Néanmoins il restera toujours les vibrations causées par le système d'optique adaptative MACAO, ou bien celles des lignes à retard.

1. Jean-Marie Mariotti Center : <http://www.mariotti.fr/>

4.2.4 Présentation des données réduites

Pour les trois sources observées, les données sont présentées dans la Figure 4.9, avec de haut en bas : IM Lup, T Cha et SR 21. Les visibilités carrées sont présentées en fonction de la fréquence spatiale (B/λ). Les points noirs représentent les données en bande K alors que les points gris représentent les données en bande H. Pour ces trois objets, les clôtures de phase, représentant l'écart à la centro-symétrie sont nulles, à $\pm 5^\circ$ près pour les plus courtes fréquences spatiales (voir Figure 4.11 pour les clôtures de phase de T Cha). Cela signifie a priori que les observations, ne mettent pas en évidence de structures asymétriques, ou de compagnons autour des étoiles.

Un premier regard sur les données présentées sur la Figure 4.9 montre que les observations se sont bien déroulées pour T Cha et IM Lup. Les visibilités carrées sont inférieures à 1, signifiant qu'elles résolvent une composante dans le champ de vue de l'interféromètre. Bien que présentant une dispersion, les données, en bande H ou K, ou suivant les différentes lignes de base sont cohérentes entre elles, ce qui signifie à terme que les données sont tout à fait exploitables. Pour T Cha, le fait que les visibilités décroissent avec la fréquence spatiale tend à prouver qu'une composante de poussières proche de l'étoile est résolue.

Malheureusement, les données obtenues sur SR 21 sont au final difficilement exploitables. Cela principalement à cause des vibrations des télescopes qui introduisent une variabilité dans le temps sur les visibilités, les rendant de ce fait difficilement calibrables. La Figure 4.10 montre deux graphiques des visibilités carrées en fonction du numéro d'image (donc du temps) enregistrée par le capteur. Ces images ont été enregistrés pour un calibrateur de SR 21, calibrateur censé avoir une visibilité carrée de 0.9. La Figure 4.10 montre donc clairement que non seulement la fonction de transfert de l'instrument n'est pas parfaite (aucune visibilité carrée ne dépasse 0.6) mais aussi que les vibrations des télescopes font chuter les visibilités de manière dramatique, introduisant de plus une grande dispersion dans les valeurs obtenues. La figure de droite est un zoom de la figure de gauche pour mettre en évidence le caractère assez répétitif de l'effet : les vibrations sont entre autres causées par les pompes à refroidissement d'autres instruments. Pour être capable de calibrer ces vibrations, il faudrait avant tout s'assurer qu'elles ne changent pas au cours du temps pour que l'effet soit le même en observant le calibrateur et la source de science, et cela n'a pas été envisagé pour le moment. Concrètement cela se voit sur les visibilités de la Figure 4.9 (graphique du bas), qui montrent une grande dispersion des valeurs de visibilités carrées entre 0.9 et 0.4, et ce quelque soit la bande d'observations ou la ligne de base. Nous avons donc choisi de ne pas analyser ces données qui n'auraient de toute façon par permis d'apporter des contraintes fortes sur la morphologie du disque autour de l'étoile, à cause de la trop forte dispersion dans les valeurs de V^2 . Comme nous n'avons pas d'indice de confiance sur la qualité des données, et ce même pour les clôtures de phase, nous choisissons aussi de ne pas commenter les résultats d'Eisner et al. (2009) qui prédisent un compagnon autour de l'étoile alors que nous obtenons des clôtures de phases nulles pour cet objet (le compagnon pouvant très bien se trouver en dehors du champ de vue de l'interféromètre).

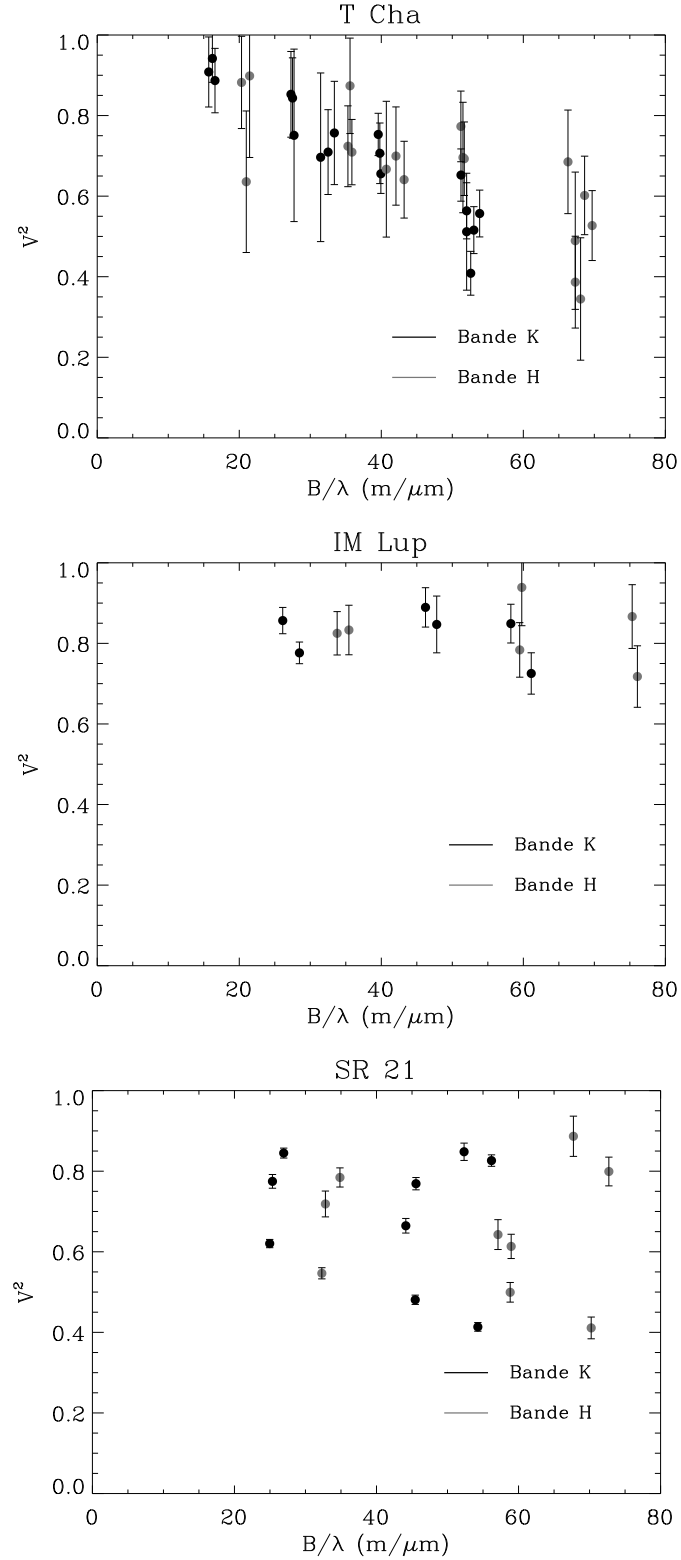


FIGURE 4.9 – Visibilités carrées calibrées en fonction de la fréquence spatiale (ligne de base divisée par la longueur d'observations : B/λ) pour les trois sources observées avec AMBER, de haut en bas : T Cha, IM Lup et SR 21. Les points noirs correspondent à la bande K et les points gris correspondent à la bande H.

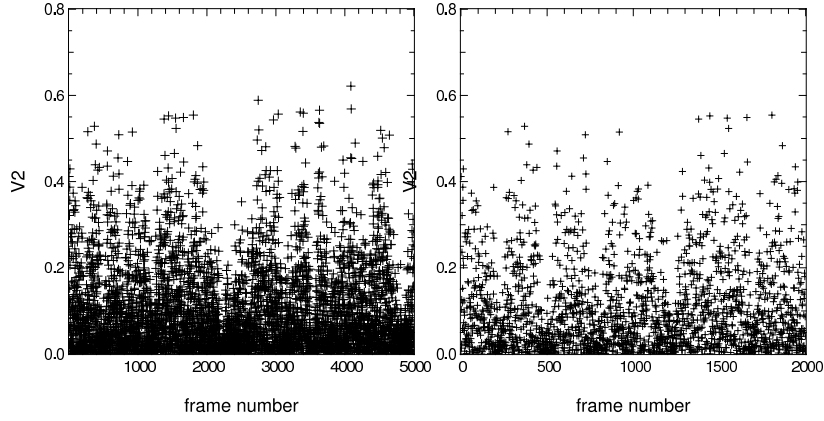


FIGURE 4.10 – Visibilités carrées en fonction du nombre d’images enregistrées par le capteur pour un calibrateur de SR 21. La présence de chutes fortes dans les visibilités sous la forme de creux est encore mal comprise, on pourrait l’attribuer à un brouillage des franges accru causé par des épisodes de piston (d’origine atmosphérique ou instrumental) de force plus importante. La figure de droite est un zoom de la figure de gauche.

4.3 Analyse et résultats préliminaires

Pour analyser les données interférométriques obtenues durant ces campagnes d’observations, nous avons utilisé le code de transfert radiatif MCFOST décrit dans Pinte et al. (2006). Cela nous a permis de modéliser les disques observés à partir des connaissances rassemblées dans la littérature. A partir de ces modèles et en utilisant le code MCFOST nous avons pu produire des images et ainsi calculer des visibilités théoriques pour être en mesure de les comparer aux observations.

4.3.1 Code de transfert radiatif : MCFOST

Le code MCFOST permet de calculer des observables synthétiques, comme par exemple des SEDs et des images monochromatiques. Le calcul se fait par propagation de paquets de photons à l’intérieur du disque. Les mécanismes de diffusion, d’absorption et de réémission par les grains de poussières sont pris en compte par le code et sont décrits par la théorie de Mie. Dans un cas classique le nombre de paquets de photons utilisés est de 1, 4 et 32 millions pour être capable de calculer respectivement, la distribution de température, les SEDs et les images. En effet, MCFOST est capable de calculer les SEDs et des images pour plusieurs inclinaisons du disque simultanément. Le disque est considéré comme étant un disque passif, c’est à dire que la seule source de chaleur est celle de l’étoile centrale.

La géométrie de ce disque est décrite par plusieurs paramètres : le rayon interne, le rayon externe (R_{in} et R_{out}) et une loi de puissance permettant de définir le profil de densité de surface ($\Sigma(r) = \Sigma_0(r/r_0)^\alpha$) et une distribution verticale gaussienne

Paramètre	Valeur
Distance (pc)	100
Type spectral	G8
Inclinaison	60°
R_{in} (UA)	0.1
$R_{gap,in}$ (UA)	0.2
$R_{gap,out}$ (UA)	15
R_{out} (UA)	300
Masse interne (M_{\odot})	9×10^{-11}
Masse externe (M_{\odot})	1×10^{-4}

TABLE 4.3 – Principales caractéristiques du meilleur modèle MCFOST pour T Cha.

($\exp[-z^2/(2H(r)^2)]$) qui est appropriée dans le cas d'un disque à l'équilibre hydrostatique. Finalement, pour décrire le degré d'évasement du disque, le code utilise une loi de puissance pour déterminer la hauteur d'échelle ($H(r) = H_0(r/r_0)^\beta$). La population de poussière est décrite par une distribution en loi de puissance en fonction de la taille de grains ($dN(a) \propto a^{-p}da$), entre les tailles minimales et maximales (a_{\min} et a_{\max} respectivement). Le code est aussi capable de gérer plusieurs populations de poussières, qui peuvent être spatialement séparées, de plus, pour chaque région définie il est possible d'ajouter plusieurs types de grains caractérisés par leurs opacités respectives (par exemple une population de grains de forsterite avec une certaine distribution en taille de grains et une seconde population de grains amorphes avec une autre distribution en taille). Tous ces paramètres permettent au final de décrire complètement le disque, autant dans sa géométrie que dans la population des grains de poussières.

4.3.2 Analyse des données de T Cha : contraintes sur le bord interne du disque

Pour reproduire les observations de T Cha, nous nous sommes initialement basés sur le modèle présenté dans Brown et al. (2007), où le disque est composé de deux zones : un anneau interne et un anneau externe. Dans Brown et al. (2007), le disque interne se situe entre 0.08 et 0.2 UA et le disque externe est localisé à partir de 15 UA. A partir de ces valeurs j'ai exploré l'espace des paramètres pour au final obtenir un meilleur modèle compatible avec les observations, dont les principaux paramètres sont repris dans le Tableau 4.3. Pour arriver à ce meilleur modèle, nous avons taché de reproduire du mieux possible la SED et les visibilités AMBER *simultanément*. Les données photométriques permettant de reproduire la SED nous ont été fourni par Joanna Brown.

Par rapport à l'étude de Brown et al. (2007), nous avons placé le bord interne du disque interne à 0.1 UA plutôt qu'à 0.08 UA simplement pour des raisons de température. En le plaçant à 0.08 UA, la température de la poussière était supérieure

à 1700 K, ce qui est problématique au regard de la température de sublimation des poussières (typiquement 1500 K). Dans les deux zones que nous avons défini les distributions différentielles en tailles de grains ont toutes les deux une pente en -3.5 et une valeur de a_{\min} identique de $0.1 \mu\text{m}$, mais les tailles maximales sont différentes. Pour le disque interne nous avons pris $a_{\max} = 10 \mu\text{m}$ contre 3 mm pour le disque externe. Cette valeur de 3 mm nous permet de reproduire le point millimétrique, pour une masse de $10^{-4} M_{\odot}$, tout en maintenant un niveau de flux raisonnable autour de $30 \mu\text{m}$. Pour les opacités des grains, nous avons utilisé, dans le disque interne un mélange de grains de silicates et de carbone (Mathis & Whiffen 1989) comme pour Brown et al. (2007). Pour le disque externe, nous avons utilisé les opacités des grains dits “silicates astronomiques” (Draine & Lee 1984). La Figure 4.11 présente les résultats que nous avons finalement obtenus. Le cadre supérieur montre les visibilitées du modèle (en gris) et les visibilitées observées, alors que le cadre inférieur montre la SED produite par MCFOST avec les paramètres décrits ci-dessus. La démarche pour arriver au résultat de la Figure 4.11 a été un aller-retour entre la SED et les visibilitées synthétiques, en ne modifiant qu’un seul paramètre à la fois, et en observant son impact sur la SED et les visibilitées de manière simultanée. À chaque itération, un nouveau modèle était calculé par MCFOST, dans le but de produire à la fois une SED et deux images, en bande H et K. À partir des images, des visibilitées théoriques ont été calculées, par transformée de Fourier, aux mêmes fréquences spatiales que les observations. Cela nous a donc permis de mesurer l’impact des différents paramètres du modèle, non seulement sur la SED, mais aussi sur les visibilitées fournies par les observations AMBER.

Ayant obtenu un modèle satisfaisant pour T Cha, nous avons cherché à voir quelle est la composante du modèle que nous contraignons avec les visibilitées. La réponse a été obtenu très rapidement : en enlevant le disque externe du modèle MCFOST, les visibilitées restent en bon accord avec les observations. Cela signifie donc que les visibilitées AMBER nous permettent de résoudre le disque interne de l’objet. Au contraire, en supprimant le disque interne, les visibilitées carrées remontent vers des plus grandes valeurs (de l’ordre de 0.95 pour une ligne de base de 80 m) comparées aux observations, confirmant ainsi que c’est bien le disque interne qui est contraint par les observations. Cela est confirmé par le champ de vue d’un UT, qui est d’environ 60 mas, soit 6 UA pour un objet à 100 pc : le disque externe n’entre pas dans le champ de vue du télescope (sauf si l’on autorisait le disque à être très incliné sur la ligne de visée). De plus le disque externe contribue probablement peu à l’émission en bande K ou H. La Figure 4.12 montre l’image synthétique monochromatique produite par le code MCFOST, à $2.2 \mu\text{m}$ obtenue pour une inclinaison de 60° . Le disque interne apparaît clairement autour de l’étoile.

Comme AMBER utilise trois télescopes simultanément, nous avons aussi accès aux clôtures de phase (voir Figure 4.11 en bas à droite), qui pour cet objet sont compatibles avec zéro, aux incertitudes près. Les clôtures de phase en bande K sont situées pour des petites valeurs de B/λ alors que les clôtures de phase en bande H sont situées pour des plus grandes valeurs de B/λ sur la Figure 4.11. Nous avons calculé les clôtures de phase synthétiques à partir des images monochromatiques de

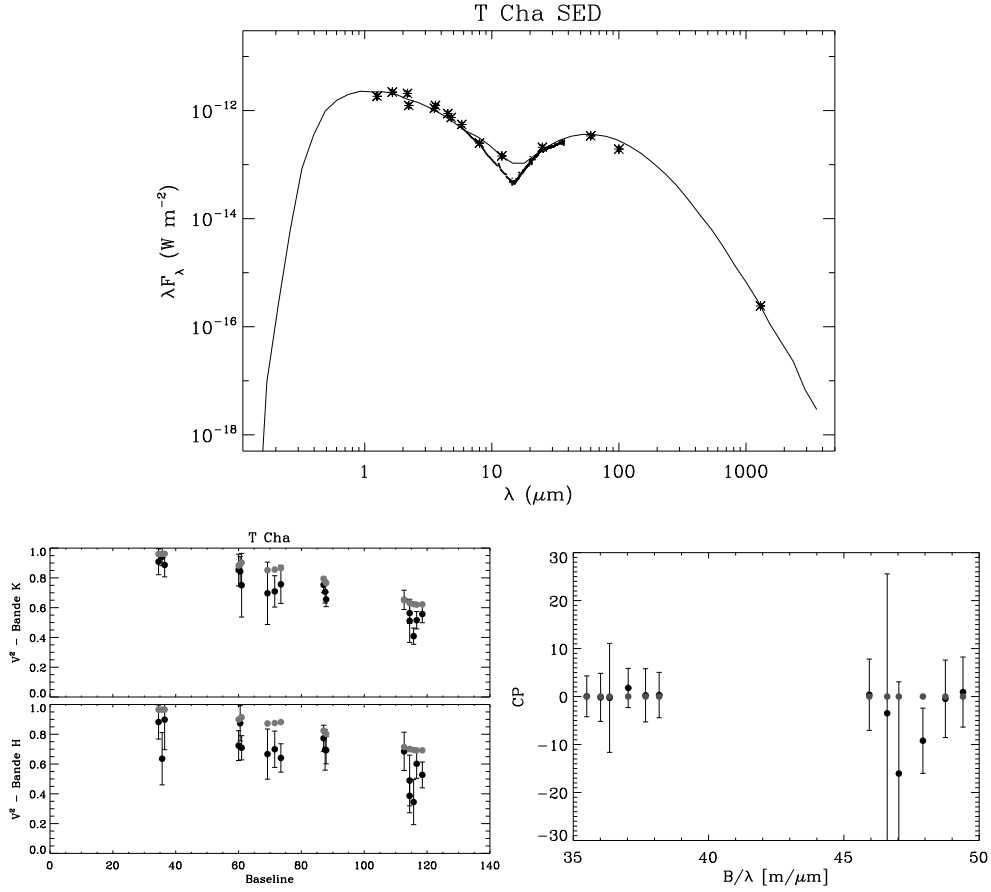


FIGURE 4.11 – *Figure du haut* : le trait plein représente la SED modelisée avec MCFOST, les points sont la photométrie. Le spectre IRS est visible entre 5 et $35 \mu\text{m}$. *Figure du bas à gauche* : superposition des visibilités obtenues d’après le modèle (en gris clair) sur les visibilités observées (en noir, bandes H & K). *Figure du bas à droite* : superposition des clôtures de phase obtenues d’après le modèle (en gris clair) sur les clôtures de phase observées (en noir, en bande K pour les petites valeurs de B/λ et en bande H pour les plus grandes valeurs de B/λ).

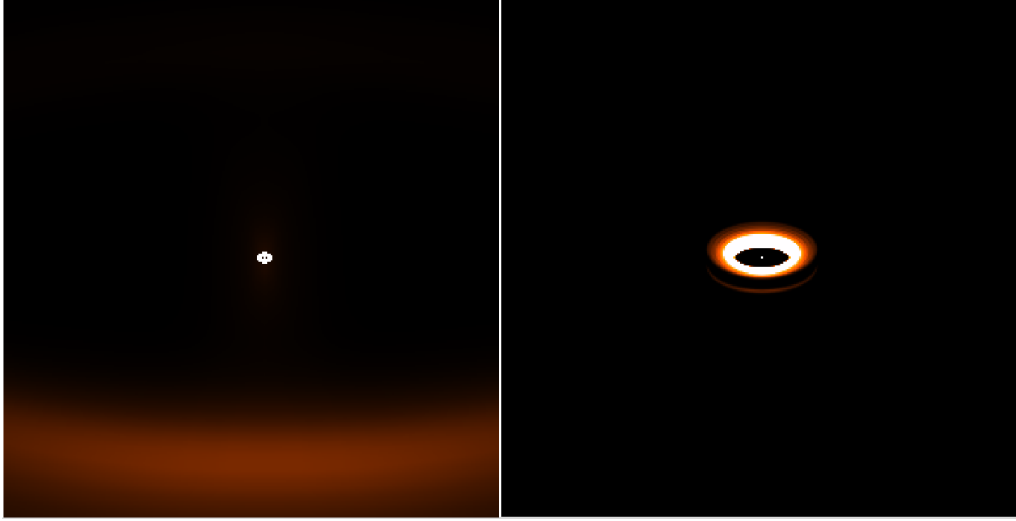


FIGURE 4.12 – Figure de gauche : image synthétique provenant de MCFOST à $2.2\,\mu\text{m}$ du meilleur modèle obtenu pour T Cha. L'inclinaison est de 60° et le disque externe apparaît en avant-plan. Le champ de vue de l'image entière représente $14\,\text{UA} \times 14\,\text{UA}$. Figure de droite : zoom sur le disque interne, pour le même modèle. Le champ de vue de l'image entière représente $1.75\,\text{UA} \times 1.75\,\text{UA}$.

MCFOST et nous obtenons, pour tous les triplets de ligne de base, des clôtures nulles (à 10^{-3} près). Cela se comprend en sachant que c'est le disque interne qui est résolu par nos observations : étant donné qu'il est faiblement résolu (les visibilité carrées valent 0.6 pour une ligne de base de 120 m en bande K avec une décroissance semblant être progressive), l'anneau interne devient artificiellement centro-symétrique. Dans le sens où l'on ne mesure l'écart à la centro-symétrie qu'à la résolution angulaire fournie par les observations. Il se peut que nous n'ayons pas la résolution nécessaire pour distinguer une éventuelle assymétrie.

Il semble intéressant de se pencher un peu plus en détails sur deux des paramètres de notre modèle : l'inclinaison et la distance. Nous avons choisi une inclinaison de 60° pour l'objet alors que la valeur qui se retrouve souvent dans la littérature est plutôt de 75° . Cette dernière valeur provient en fait de mesures de $v \sin(i)$, obtenues par Alcalá et al. (1993). Les auteurs ont obtenu une vitesse de 54 km/s, ce qui traduit une forte inclinaison de l'objet. Néanmoins, étant donné que c'est le disque interne qui nous permet de reproduire les visibilité, nous ne pouvons que faiblement contraindre l'inclinaison. Toutefois, pour une inclinaison de 75° il y avait dans nos modèles un effet de masquage de l'anneau interne par le disque externe qui dégrade la qualité de nos résultats et faisait chuter dramatiquement les visibilité carrées qui deviennent alors plus petites que 0.3. Néanmoins, il est nécessaire de noter que cette valeur de 75° est dégénérée avec l'allure verticale que nous avons adopté pour l'anneau externe. Concernant la distance de l'objet, elle a souvent été prise à 66 pc dans la littérature. Toujours est-il que des mesures de mouvements propres par

Frink et al. (1998) et Terranegra et al. (1999) semble montrer que cette distance est sous-estimée. Les barres d'erreur fournies par les mesures Hipparcos sont larges (66^{+19}_{-12} pc) et T Cha semblerait plutôt appartenir à une association d'étoiles située à 100 pc. Concrètement, cela influencera les résultats sur les paramètres de l'étoile ainsi que sur ceux du disque (comme sa masse principalement) pour réussir à reproduire correctement la SED.

Au final, ces observations AMBER de T Cha permettent en premier lieu de confirmer la présence du disque interne proche de l'étoile. Ce disque était initialement nécessaire pour pouvoir reproduire la SED de l'objet, comme pour SR 21, étoile pour laquelle l'existence de ce disque est maintenant sujette à controverse. En explorant d'une manière systématique l'espace des paramètres (voir Sec. 4.4.1) pour le modèle de T Cha, je serais prochainement en mesure de quantifier les contraintes apportées par les observations AMBER sur les paramètres du disque interne (comme les rayons interne et externe, ou la population de grains de poussières).

4.3.3 Analyse des données de IM Lup : de l'importance de la lumière diffusée

Dans le cas d'IM Lup, nous sommes partis du meilleur modèle obtenu d'après des observations multi-longueurs d'onde décrites dans Pinte et al. (2008b). Les visibilités calculées d'après ce modèle (points gris) sont présentées sur le graphique du haut de la Figure 4.13, où il apparaît que le modèle est en bon accord avec les observations (points noirs). Il est intéressant de noter à ce point que la lumière diffusée joue un rôle important pour ce modèle : non seulement elle est nécessaire pour reproduire fidèlement les observations décrites dans Pinte et al. (2008b), mais elle apporte une contribution importante pour reproduire les visibilités AMBER. Dans Pinte et al. (2008a), les auteurs montrent que les mesures interférométriques mettent en évidence une relation, bien connue auparavant, entre la luminosité stellaire et le rayon interne des disques pour des étoiles de Herbig, mais que le problème se complexifie pour des étoiles moins massives comme les TTauri. Cela peut souvent mener à une sur-estimation du rayon interne des disques autour de TTauri. Alors que certaines théories invoquent un chauffage supplémentaire causé par l'accrétion, ou la présence d'une magnétosphère pour expliquer un rayon interne plus grand que le rayon de sublimation des poussières, Pinte et al. (2008a) attribuent cette différence à la lumière diffusée, souvent négligée dans les modèles les plus simples (comme des anneaux uniformes autour d'un point source). Cette contribution de diffusion peut soit venir de la lumière stellaire directement diffusée ou bien de la diffusion de l'émission thermique. En utilisant le code MCFOST, les auteurs ont produit des images synthétiques pour appuyer ce raisonnement. Le résultat attendu en prenant en compte cette composante supplémentaire est une chute des visibilités dès les courtes lignes de bases, suivie d'une décroissance lente.

Mes observations AMBER d'IM Lup ont permis de valider au premier ordre ce résultat théorique : le modèle actuel pour IM Lup, où la lumière diffusée est prise en compte, donne des résultats, en bon accord avec les observations. Sur la Figure 4.13

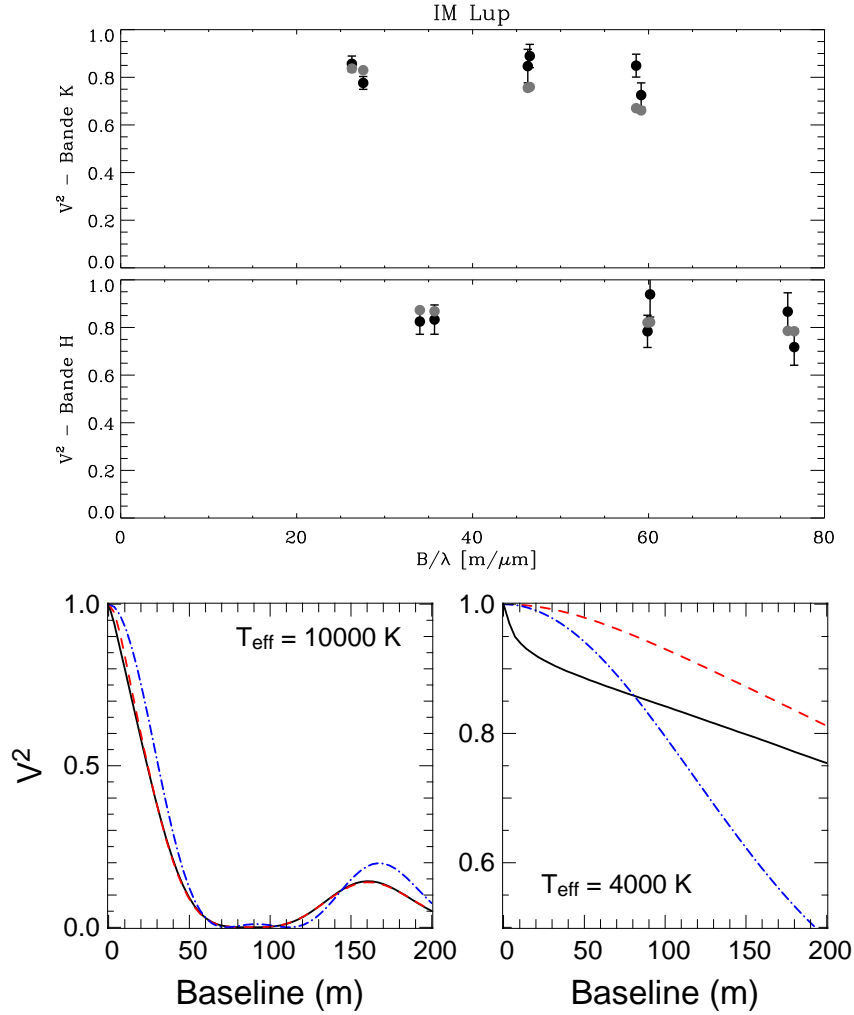


FIGURE 4.13 – *Figure du haut* : superposition des visibilités obtenues pour le meilleur modèle d’IM Lup sur les visibilités observées. *Figure du bas* : tirée de Pinte et al. (2008a), la figure de gauche concerne une étoile Herbig Ae et la figure de droite concerne une TTauri. Les courbes en traits pleins représentent les visibilités carrées des images produites par MCFOST avec la lumière diffusée alors que les courbes en tirets n’ont pas cette dernière contribution (avec néanmoins le même excès infrarouge). Les courbes en points-tirets représentent un modèle en anneau pour obtenir les mêmes V^2 à 80 m.

les visibilités observées présente un décrochement par rapport à la valeur unitaire, avant de décroître petit à petit avec la fréquence spatiale. Ce décrochement est attribué à la contribution de la lumière diffusée. Le graphique du bas de la Figure 4.13, tirée de Pinte et al. (2008a), montre l'effet de la lumière diffusée sur les V^2 . À gauche, il s'agit d'une étoile Herbig Ae, et d'une étoile TTauri à droite. Les courbes en traits pleins représentent les V^2 obtenues avec les images produites par MCFOST, avec la contribution de la lumière diffusée, les courbes en tirets proviennent d'images sans cette contribution, avec néanmoins le même excès infrarouge. Finalement, les courbes en points-tirets représentent un simple modèle d'anneau, pour obtenir les mêmes valeurs de V^2 pour une ligne de base de 80 m. L'impact de la lumière diffusée est donc un paramètre critique dès que l'on observe des étoiles TTauri.

4.4 Continuité de ces travaux et collaborations

Bien que les résultats obtenus sur ces deux étoiles soient satisfaisants d'un point de vue qualitatif, une exploration plus poussée semble nécessaire que ce soit pour T Cha ou IM Lup.

4.4.1 T Cha et son disque interne

Nous avons vu que les visibilités AMBER obtenues pour T Cha contraignent le disque interne. La question à laquelle nous aimerions répondre par la suite est le degré de contrainte pour le disque interne que nous sommes capables de déduire de l'interprétation des visibilités. Pour cela, j'ai planifié de faire tourner une grille de modèles sur plusieurs paramètres qui semblent critiques, notamment, le rayon interne et externe du disque interne, la taille de grain maximale dans la distribution en taille et le degré d'évasement du disque. Chaque modèle de la grille fournira une SED ainsi que des visibilités. En comparant séparément la qualité des modèles au regard des deux jeux observationnels, nous serons en mesure de trouver le meilleur modèle ainsi que d'obtenir des incertitudes sur chacun de ces paramètres grâce à une analyse bayésienne. Le dernier paramètre qu'il restera à mieux contraindre est l'angle de position (PA par la suite) du disque sur le ciel. Pour le moment ce dernier paramètre est nul, mais son influence sur les visibilités est important. Le fait est qu'aucune observation résolue n'a été faite pour cet objet, le PA reste donc inconnu. De la même manière que pour les autres paramètres, nous explorerons les résultats pour différentes valeurs du PA afin d'obtenir la meilleure valeur, en accord avec les observations. Ce travail sera fait dans les mois à venir et devrait déboucher sur une publication.

4.4.2 Rayon interne du disque autour d'IM Lup

Un des premiers points à éclaircir sur IM Lup serait de confirmer l'impact de la lumière diffusée sur les visibilités. Pour cela, il faudra recalculer les modèles sans contribution de lumière diffusée. Il sera avant tout nécessaire de reproduire la SED

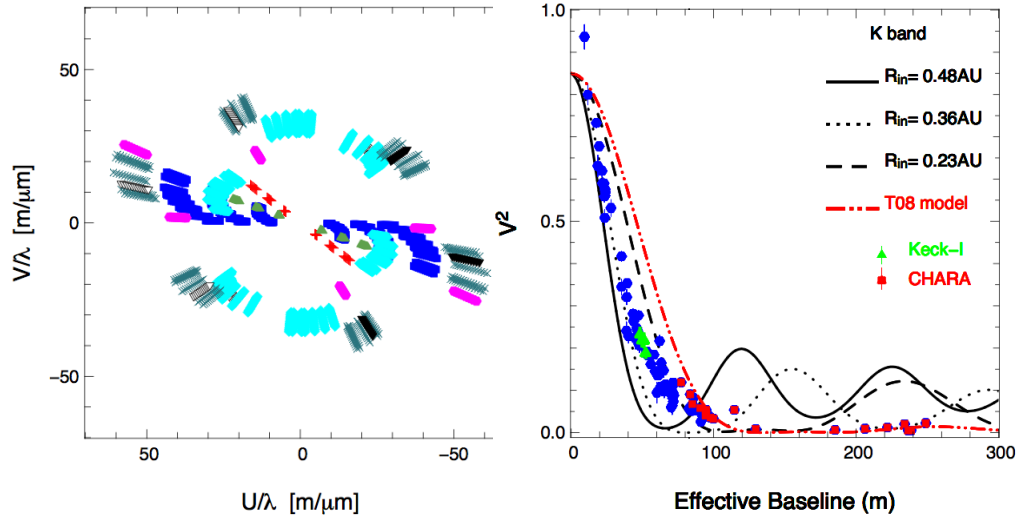


FIGURE 4.14 – Figure de gauche : couverture du plan UV des observations de HD 163296. Figure de droite : modèles finaux reproduisant les visibilités carrées en bande K. Les modèles représentés par des tirets, des pointillés et une ligne pleine sont pour un bord interne du disque situé respectivement à 0.23, 0.36 et 0.48 UA de l'étoile. Le modèle en rouge est celui de Tannirkulam et al. (2008) obtenu après modélisation de la SED et des visibilités interférométriques à longue ligne de base dans le proche infrarouge et le domaine millimétrique (tiré de Benisty et al. 2009).

d'une façon aussi satisfaisante que le modèle actuel. Puis je pourrais alors quantifier la variation des V^2 lorsqu'on ne prend pas en compte cette contribution. De plus, dans Pinte et al. (2008b), tous les paramètres n'étaient pas parfaitement contraints, tout d'abord le rayon interne du disque, ainsi qu'une partie de la SED et notamment la raie des silicates amorphes à $10 \mu\text{m}$. En effet cette dernière apparaît dans la SED finale comme trop piquée par rapport au spectre IRS disponible pour cet objet. Cela s'explique en fait par la distribution en taille de grains, contenant probablement trop de petits grains. Or ces deux paramètres (la taille minimale de la distribution de grains et le rayon interne) sont tous deux intimement liés : avoir des grains plus gros permet de rapprocher le bord interne du disque vers l'étoile centrale. L'idée serait dans ce cas aussi de faire tourner une grille de modèles et d'explorer l'apport des visibilités AMBER sur le rayon interne et la taille minimale des grains de poussières. Cela apporterait un degré de précision supplémentaire sur notre connaissance d'IM Lup par rapport à l'article de Pinte et al. (2008b). Ce travail devrait lui aussi être fait dans les prochains mois et déboucher sur une nouvelle publication.

4.4.3 Observations de l'étoile de Herbig HD163296

En Juin 2008, au cours de mon programme d'observations 081.C-0851 (PI : Augereau) sur AMBER au VLTI, j'ai eu l'opportunité d'observer une partie du

programme de secours car les conditions atmosphériques s'étaient dégradées pour observer des objets faibles. J'ai donc observé l'étoile de Herbig Ae HD 163296, pour le compte de Myriam Benisty², qui collaborait sur le programme GTO AMBER d'Antonella Natta. Ces observations font partie d'un échantillon de données interférométriques bien plus larges (observations AMBER avec les ATs, et les UTs) réunissant au total 4 programmes d'observations différents. La couverture du plan UV est présenté dans le graphique de gauche de la Figure 4.14. Les résultats sont présentés dans Benisty et al. (2009, accepté par A&A). En utilisant les visibilités carrées présentées dans le graphique de droite de la Figure 4.14, ainsi que les clôtures de phase, une luminosité de $20 L_{\odot}$ est déduite, ainsi qu'un bord interne du disque situé à ~ 0.48 UA, résultat cohérent avec le rayon de sublimation des poussières de silicates. Une composante supplémentaire est toutefois nécessaire pour modéliser les observations correctement : un anneau d'émission optiquement fin, localisé entre ~ 0.1 et ~ 0.34 UA.

4.4.4 Observations complémentaires pour SR 21

Bien que les données AMBER concernant SR 21 ne soient pas exploitables, nous avons demandé des observations sur l'interféromètre en infrarouge moyen VLT/MIDI (Programme 383.C-0870, PI : Olofsson). Ces observations ont été terminées à la fin de la période P83 (avril-septembre 2009) et les données devraient nous permettre de confirmer ou non la présence du disque interne de cette étoile, afin de résoudre la controverse ouverte par Eisner et al. (2009). La démarche sera très similaire à celle que nous avons eu pour T Cha : utilisation de MCFOST pour reproduire la SED et les visibilités MIDI simultanément. Pour ces observations, nous avons demandé 5 lignes de base différentes, sachant que MIDI est un interféromètre à deux télescopes : UT1-2, UT2-3, UT1-3, UT3-4 et UT2-4. Ces lignes de bases ont une longueur comprise entre 47 et 102 m et les observations se font en bande N (à $10 \mu\text{m}$). Les données n'étant pas disponibles pour le moment, nous n'avons pas d'indications sur leur qualité.

4.5 Conclusion

Nous avons vu dans ce chapitre que des données interférométriques dans le proche infrarouge nous ont permis de confirmer deux modèles existants déjà dans la littérature : nous avons apporté une confirmation sur la présence d'un disque interne pour T Cha et nous avons mis en avant l'importance de la lumière diffusée pour IM Lup. Nous serons même en mesure prochainement d'apporter des précisions à ces deux modèles que les autres mesures observationnelles n'étaient pas capables de révéler.

Les données obtenues avec Spitzer/IRS et AMBER sont des données d'une grande complémentarité. En effet, ce sont bel et bien les mêmes régions des disques que nous avons pu mettre en évidence : les régions les plus internes (typiquement

2. Observatoire d'Arcetri, Italie

≤ 1 UA). Et par l'intermédiaire de ces deux techniques observationnelles nous avons obtenu des informations complètement différentes. Alors que nous avons été en mesure de contraindre la minéralogie de la poussière avec Spitzer/IRS, nous avons pu contraindre la morphologie des disques grâce aux mesures AMBER. Il semble d'ailleurs intéressant de noter ici, que ces observations interférométriques sont les premières observations de TTauri réalisées avec l'instrument AMBER. Les modifications apportées à l'instrument ces dernières années ont grandement amélioré sa stabilité et cela promet de belles années ainsi que de beaux résultats pour l'interférométrie au VLTI.

Collaborations

Au cours des trois années de ma thèse, j’ai eu plusieurs opportunités de collaboration. Toutes ne correspondaient pas au même travail ou à la même expertise : que ce soit de la réduction de données, l’analyse minéralogique de spectres ou des projets d’instrumentations. Je résume donc dans ce chapitre ces différents travaux en insistant plus particulièrement sur mes contributions. Ces différents travaux ont donné lieu à 4 publications acceptées dans différents journaux, et 2 publications actuellement soumises à différents éditeurs.

5.1 Études minéralogiques individuelles de disque autour d’étoiles jeunes

Au delà des études sur un large échantillon que nous avons vu dans les chapitres précédents, j’ai collaboré sur plusieurs études individuelles d’objets bien documentés. Autant l’un des principaux intérêts des grands échantillons est l’aspect statistique, qui permet de voir quelles sont les tendances qui se dégagent sur les propriétés fondamentales, les études d’objets individuels sont très complémentaires. En effet, les études multi-objets que j’ai menées durant mon travail s’appuient uniquement sur des données Spitzer/IRS, car rassembler d’autres observations pour tout l’échantillon IRS représentait un travail trop imposant dans le cadre d’une thèse. Au contraire, les études individuelles sont fondées sur tout un ensemble de données, allant d’observations interférométriques millimétriques aux rayons X en passant par le domaine visible et infrarouge.

5.1.1 Disque d’une naine brune

J’ai collaboré avec Hervé Bouy¹ pour étudier le disque autour d’une naine brune (2MASS J04442713+2512164) située dans le nuage du Taureau. Ces travaux ont donné lieu à une publication : Bouy et al. (2008). L’étude s’oriente sur la structure géométrique et la composition minéralogique du disque autour de cette étoile de faible masse. Les observations regroupent de la photométrie dans le domaine visible, proche infrarouge et millimétrique, de la spectroscopie optique et infrarouge moyen, de l’interférométrie millimétrique et de l’imagerie dans le proche infrarouge, ce qui a permis de contruire la SED complète de cette naine brune (de type spectral M7.25, la SED de l’objet étant présentée en haut de la Figure 5.1). La présence de

1. Université de Berkeley, USA maintenant à l’ESAC, Madrid

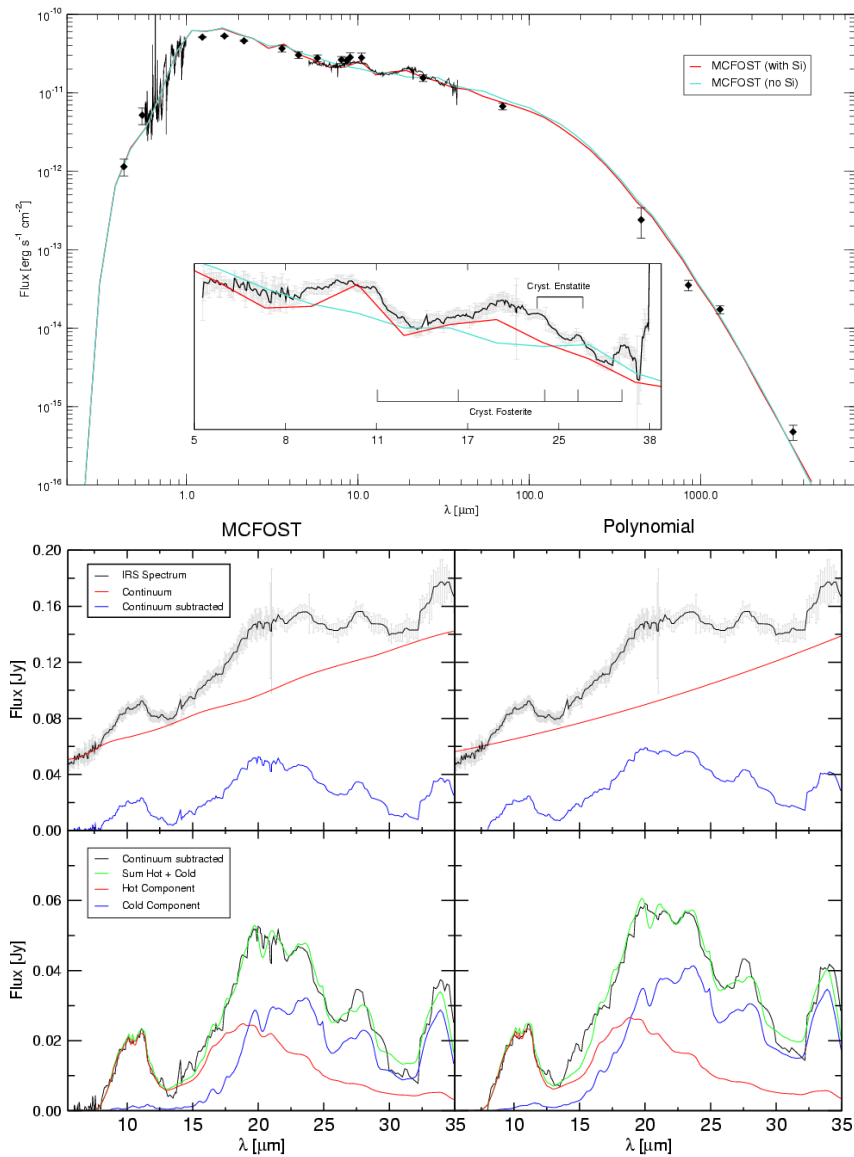


FIGURE 5.1 – Figure du haut : SED de la naine brune 2MASS J04442713+2512164 avec les modèles MCFOST superposés. Figure du bas : Modélisation du spectre IRS avec deux continua différents : l'un issu des modèles de disque MCFOST, l'autre un polynôme de second degré.

disques autour des étoiles de faible masse était encore en question il y a quelques années, mais plusieurs études (comme par exemple Guieu et al. 2007 sur les naines brunes du Taureau) ont montré que la formation de ces objets tend à ressembler fortement à la formation des TTauri. Concernant la minéralogie des poussières au sein de ces disques, elle était peu connue et les quelques études qui ont été faites sur le sujet (comme par exemple Apai et al. 2005) se concentraient principalement sur la raie des silicates amorphes à $10\ \mu\text{m}$. Pour ce projet, j'ai plus particulièrement participé à la réduction des données Spitzer/IRS ainsi qu'à la modélisation du spectre IRS : le but étant de déterminer la minéralogie de la poussière dans les couches superficielles du disque. Étant donné que nous avions à notre disposition toute la distribution spectrale d'énergie, il a été possible d'estimer un continuum d'émission à partir des modèles de disques, calculés avec le code de transfert radiatif MCFOST (voir Pinte et al. 2006 pour plus de détails). En utilisant ce continuum pré-calculé, nous avons été en mesure de comparer les résultats avec un continuum estimé par notre procédure de modélisation (un polynôme de second degré). A cette époque, la procédure de modélisation était différente de celle décrite dans le Chap. 3 : l'estimation du continuum se faisait donc avec un polynôme de second degré et le volet analyse bayésienne n'était pas encore implémenté. Le graphique du bas de la Figure 5.1 montre le spectre IRS, les deux continua utilisés et les spectres synthétiques résultant des simulations minéralogiques. Dans les deux cas le spectre observé est bien reproduit par le modèle. Entre ces deux simulations, les résultats sont en bon accord, ce qui nous a conforté dans le choix de ce type de continuum. Au final, j'ai obtenu les résultats suivants sur la minéralogie de ce disque autour d'une naine brune :

- La raie à $10\ \mu\text{m}$ est majoritairement produite par des grains de taille intermédiaire ($1.5\ \mu\text{m}$). Ce résultat est robuste étant donné que les deux continua utilisés donnent environ $\sim 95\%$ de grains de $1.5\ \mu\text{m}$ pour la composante chaude.
- La partie à plus grande longueur d'onde ($20\text{-}30\ \mu\text{m}$) est elle aussi bien reproduite avec des grains de taille intermédiaire, mais les résultats divergent légèrement en fonction des continua utilisés. Le continuum polynomial retourne une grande majorité de grains de $1.5\ \mu\text{m}$ (à 90%) pour 10% de grains de $0.1\ \mu\text{m}$. Le continuum estimé à partir des modèles de disque quand à lui retourne une composition avec 40% de grains de $1.5\ \mu\text{m}$ et 60% de grains de $0.1\ \mu\text{m}$. Ceci s'explique principalement par la différence de forme entre les deux continua pour la partie $20\text{-}30\ \mu\text{m}$ du spectre : le continuum polynomial laisse plus de flux autour de $25\ \mu\text{m}$, ce qui semble favoriser les grains plus gros (étant donné qu'ils ont des profils d'émission plus larges que les petits grains).
- La fraction de grains cristallins dans la région à $10\ \mu\text{m}$ est de l'ordre de $\sim 5\%$, et ce avec les deux continua utilisés.
- La fraction de grains cristallins est comprise entre 40% et 65% pour la partie à plus grande longueurs d'onde, respectivement pour le continuum polynomial et le continuum modélisé. Cette différence s'explique encore une fois par le fait que le continuum polynomial laisse plus de flux sous le spectre vers $25\ \mu\text{m}$: les grains amorphes permettent plus facilement de combler le flux manquant que

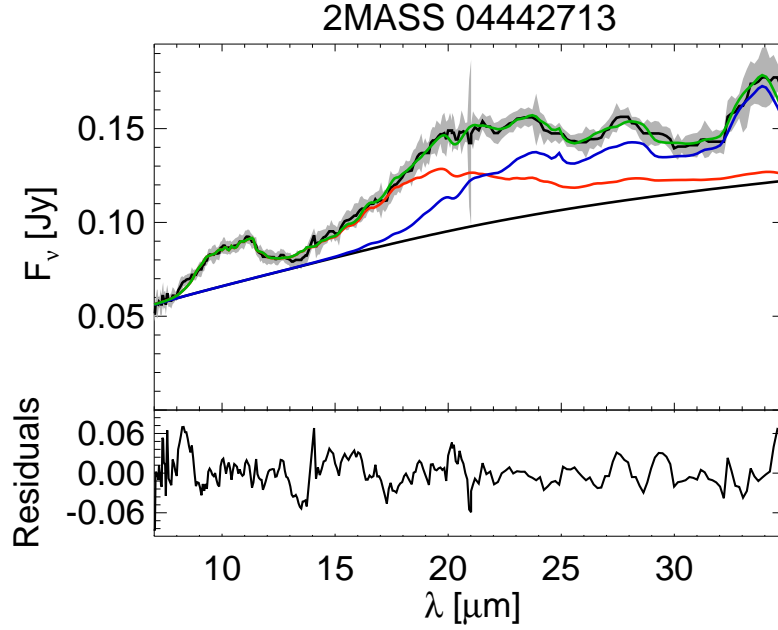


FIGURE 5.2 – Modélisation du spectre de la naine brune 2MASS J04442713+2512164, montrant les résidus de la modélisation, avec la version la plus récente de la procédure, telle que décrite dans le Chap. 3

les grains cristallins, qui à cause de leurs profils d'émission piqués comblent mal un manque de flux.

Au final, la minéralogie dans ce disque circumstellaire semble être dominé par des grains dont la taille est de l'ordre du micromètre, et ce pour les deux régions, froide et chaude. D'un autre côté, la tendance pour les fractions de grains cristallins est quand même confirmée avec les deux continua : il y a plus de cristaux dans les régions froides que dans les régions chaudes, ce qui rappelle le paradoxe de cristallinité que nous avons trouvé dans les Chap. 2 & 3. Pour expliquer ce résultat, il faut trouver des processus d'amorphisation des grains cristallins se mettant en place dans les régions les plus internes, par l'intermédiaire des rayons X ou des vents particuliers provenant de l'objet central (voir Glauser et al. 2009 ou Riaz 2009). Néanmoins, ce résultat sur la simple présence de silicates cristallins dans le disque autour d'une étoile de faible masse (résultat similaire à celui de Merín et al. 2007) est intéressant en lui-même. Même autour d'une étoile moins lumineuse qu'une étoile de Herbig ou une étoile TTauri, la température dans le disque peut être suffisamment élevée pour cristalliser des grains amorphes.

La Figure 5.2 montre la reproduction du spectre de 2MASS J04442713+2512164 avec la version la plus récente de la procédure de modélisation telle que nous l'avons vu dans le Chap. 3 ainsi que le nouveau continuum, constitué d'une loi de puissance ainsi que d'un corps noir. Les résultats donnent toujours une fraction de cristallinité d'environ 6% pour la composante chaude, montrant ainsi la robustesse de la

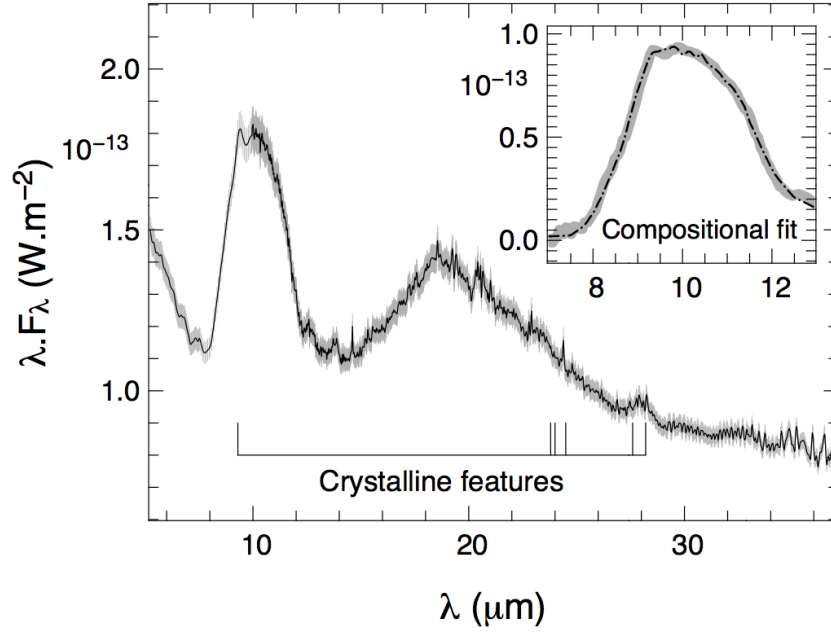


FIGURE 5.3 – Spectre IRS d’IM Lup et le résultat de la modélisation de la raie à $10\ \mu\text{m}$.

procédure, et une fraction cristalline d’environ 10% pour la composante froide. Cet écart pour la composante froide s’explique encore par la différence de continuum utilisé : plus de flux laissé sous le spectre, implique plus de grains amorphes pour combler plus facilement le continuum bas utilisé. Toujours est-il que la tendance est toujours présente, avec au moins autant, voire plus de grains cristallins dans les régions froides que dans les régions proches de l’étoile.

5.1.2 IM Lup une étoile passée sous la loupe

IM Lup est une étoile TTauri de la constellation du Loup, connue pour posséder un disque circumstellaire massif grâce aux mesures d’excès infrarouge et millimétriques. Le disque est résolu dans le domaine visible et infrarouge et nous avons entrepris avec C. Pinte² et collaborateurs, de modéliser ce disque, pour lequel j’ai obtenu et réduit le spectre IRS. L’analyse des observations s’est déroulée principalement en deux étapes : tout d’abord une modélisation du disque avec le code de transfert radiatif MCFOST, avec des calculs pour une grille de paramètres et une analyse bayésienne dans le but d’identifier les meilleurs paramètres. Puis ensuite, une modélisation détaillée des raies de silicates que j’ai effectué avec mes propres outils, similaires à ceux utilisés dans Bouy et al. (2008). Une description plus détaillée de cette étude (Pinte et al. 2008b) se trouve dans la Section 4.2.

2. Université d’Exeter, Royaume-Uni

Pour ce travail, j’ai donc été en charge de la modélisation du spectre infrarouge IRS et de la détermination de la minéralogie de la poussière. Pour cet objet nous avons aussi à notre disposition un continuum estimé à partir de la SED. La Figure 5.3 montre le spectre IRS dans sa totalité ainsi que le résultat de la modélisation de la raie à $10\ \mu\text{m}$ dans l’encart supérieur droit. Comme il apparaît sur la Figure 5.3, la modélisation de la partie à plus grande longueur d’onde n’a malheureusement pas été très concluante. En effet, à cette époque où nous utilisons une procédure différente à celle présentée dans le Chap. 3 et aucun des modèles que nous avons essayé ne reproduisait le spectre de manière satisfaisante. Cela peut s’expliquer par la difficulté de choisir un continuum adapté. Néanmoins, la partie à $10\ \mu\text{m}$ a pu être reproduite avec une qualité et une robustesse aux différents continua plus que satisfaisante. Ce travail a d’ailleurs permis d’apporter des contraintes assez fortes sur la minéralogie des grains de silicates dans les couches supérieures du disque. Avec tous les modèles que nous avons obtenu, il s’est avéré qu’un besoin en grains de taille micrométriques étaient nécessaires pour reproduire correctement la raie à $10\ \mu\text{m}$. Au final, comme expliqué dans la Section 4.2, les apports combinés des différentes techniques observationnelles ont permis de considérablement augmenter notre connaissance de cet objet et de son disque circumstellaire.

Ces deux projets m’ont avant tout appris à collaborer avec d’autres scientifiques n’étant pas forcément experts dans mon domaine. Il a donc fallu faire un effort de synthèse sur les résultats obtenus et leurs implications pour une étude dans un cadre bien plus large que la spectroscopie infrarouge.

5.2 Autres projets nécessitant la réduction de données Spitzer/IRS

Les archives du *Spitzer Science Center* sont d’une grande richesse, mais encore difficilement exploitables sans un traitement préalable. J’ai eu l’opportunité durant ma thèse d’engager plusieurs collaborations avec des collègues du LAOG qui souhaitaient utiliser un spectre IRS dans leur étude. Bien que mon travail se soit pour l’essentiel limité à la réduction des données, je mentionne ici ces projets pour deux raisons principales. Tout d’abord parce que ces études ont abouti à des articles dans des journaux à referee, et que l’apport du spectre IRS s’est avéré parfois déterminant dans l’analyse. Enfin, parce que ces projets ont constitué pour moi une expérience enrichissante et une ouverture vers d’autres objets astrophysiques.

5.2.1 Recherche de H_2 autour d’une étoile Herbig Ae

Pour observer les raies du H_2 moléculaire de l’étoile de Herbig Ae HD 97048, Martin-Zaïdi et al. (2009)³ ont utilisé le mode haute résolution de l’instrument VISIR du VLT. Dans un article précédent, les mêmes auteurs avaient détecté une raie du H_2 moléculaire à $17.035\ \mu\text{m}$. Le but de cette nouvelle étude était de regarder

3. LAOG, Grenoble

5.2. Autres projets nécessitant la réduction de données Spitzer/IRS137

si les autres transitions à 12.278 et 8.025 μm étaient aussi visibles dans ce disque, afin de mieux estimer les conditions d'excitation de l'hydrogène moléculaire. Pour vérifier la calibration en flux des spectres VISIR dont dépendent les quantités physiques estimées, j'ai réduit le spectre IRS et comparé aux mesures VISIR. Nous en avons déduit que les incertitudes de calibration ne dépassent pas 10%. De ces observations et de la calibration, nous avons pu obtenir une limite supérieure sur l'intensité des raies de H_2 à 8.025 μm et 12.778 μm , ce qui nous a permis de déterminer une limite supérieure sur la température du gaz, qui est de 570 K. Cette limite sur la température est en accord avec l'analyse effectuée sur la raie d' H_2 à 17.035 μm et cela permet d'encore mieux contraindre la masse de gaz chaud dans les régions internes du disque. Au final la masse de gaz chaud dans les couches superficielles du disque est estimée à moins de 0.1 M_{Jupiter} .

5.2.2 Recherche de poussières exozodiacales

Olivier Absil⁴ et collaborateurs mènent depuis de nombreuses années des études visant à détecter des poussières exozodiacales autour des étoiles proches, dans le but de caractériser les populations de petits corps des systèmes planétaires extrasolaires, et afin de préparer les futures missions cherchant des exo-Terres (l'émission exozodiacale pouvant constituer un bruit dans ce dernier cas). La méthode de détection s'appuie sur des mesures interférométriques CHARA en bande K avec l'instrument FLUOR. Pour essayer de départager entre un scénario supposant un disque exozodiacal et un scénario supposant un compagnon, j'ai réduit le spectre IRS de ζ Aql, dans le but de compléter la SED de cet objet et mettre des contraintes sur l'émission des poussières exozodiacales dans l'infrarouge moyen. Le spectre IRS est cependant compatible (aux incertitudes près) avec une photosphère nue, ne permettant pas d'identifier un excès moyen infrarouge due à des poussières très chaudes. La modélisation de la SED observée, en prenant en compte les mesures IRS, permet de montrer qu'un disque de seulement quelques $10^{-8} M_{\oplus}$ situé à une fraction d'unités astronomique, est compatible avec les observations. Cependant, un compagnon stellaire de masse comprise entre 0.6-0.65 M_{\odot} à 5.5-8 UA est également compatible avec les données. D'autres mesures seront nécessaires pour trancher entre les deux scénarios.

5.2.3 Etude détaillée d'une proto-étoile

Finalement, une des dernières collaborations en date pour laquelle j'ai contribué concerne l'étude détaillée d'une proto-étoile de faible masse. Dans Crimier et al. (2009)⁵ une étude de la proto-étoile IRAS 16293-2422 (Classe 0) est menée, axée sur la description de sa structure physique. Toute la photométrie disponible pour cette proto-étoile est ré-analysée, dans le but de reconstruire les profils de densité et de température de la poussière. Cette nouvelle analyse se base sur une controverse entre

4. LAOG, Grenoble, maintenant à l'Université de Liège, Belgique

5. LAOG, Grenoble

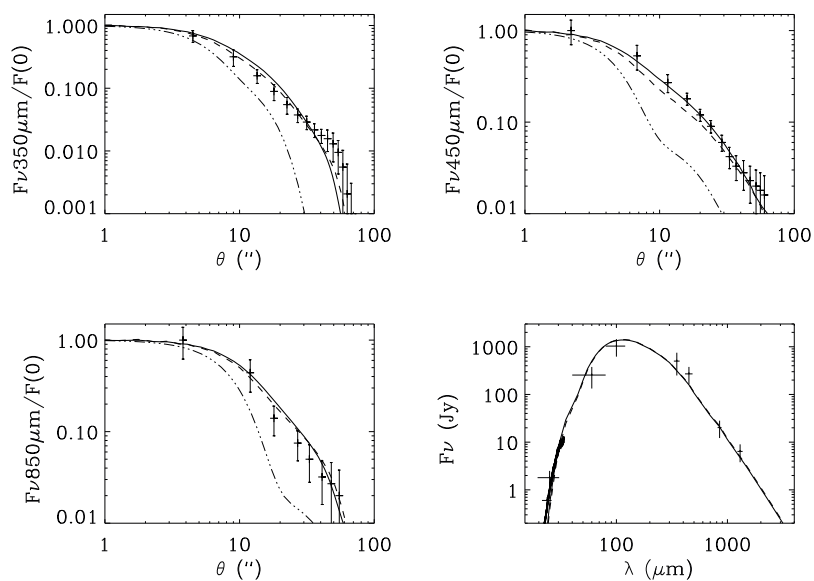


FIGURE 5.4 – Profil d’émission de continu pour la proto-étoile IRAS 16293-2422 à $350\mu\text{m}$ (en haut à gauche), à $450\mu\text{m}$ (en haut à droite) et $850\mu\text{m}$ (en bas à gauche) et la SED entière montrant les contraintes sur la photométrie que le spectre IRS apporte (en bas à droite). Figure tirée de Crimier et al. (2009).

plusieurs auteurs ayant obtenu des résultats différents en utilisant des observations ISO, Spitzer ou interférométriques (OVRO). C'est de la structure même de l'objet dont il est question dans ce projet : certaines études (comme Ceccarelli et al. 2000 et Schöier et al. 2002) montrent une structure en enveloppe, alors que d'autres études plus récentes (comme Jørgensen et al. 2005 et Schöier et al. 2004) ont besoin d'une cavité centrale dont le diamètre est compris entre 800 et 1200 UA pour reproduire leurs observations. Connaître le mieux possible cet objet est important car il se trouve au centre de deux projets : un survey combiné entre l'IRAM et le télescope JCMT ainsi que des observations à venir avec l'instrument HIFI sur le satellite Herschel. Le but de ces deux projets est de remonter au final à la composition chimique de l'enveloppe et pour cela il est absolument nécessaire de connaître la structure en densité et en température au sein de l'enveloppe. La Figure 5.4 présente les résultats ainsi obtenus, avec les profils de l'émission continu à $350\ \mu\text{m}$ (en haut à gauche), à $450\ \mu\text{m}$ (en haut à droite) et $850\ \mu\text{m}$ (en bas à gauche). La SED complète est présentée dans le panneau en bas à droite, où le spectre Spitzer/IRS que j'ai récupéré et réduit est bien visible. Ce spectre permet de bien contraindre le début de la SED entre 10 et $30\ \mu\text{m}$.

Ce qui ressort de cette étude est que l'enveloppe entourant IRAS 16293-2422 est très bien reproduite par un modèle d'effondrement de Shu "inside-out" à deux composantes, c'est à dire avec deux enveloppes, une interne et une seconde externe (trait plein sur les profils de continu sur la Figure 5.4). Mais un simple profil de densité en loi de puissance (avec un indice de 1.8, en trait pointillés sur la Figure 5.4) donne aussi de bons résultats, en accord avec les observations. La cavité qui avait été évoqué à plusieurs reprises dans la littérature ne semble plus nécessaire lorsqu'on rassemble toutes les données disponibles.

5.3 Documents associés aux projets MATISSE et Spitzer/c2d

Au cours de ma thèse, j'ai participé à plusieurs projets d'envergure internationale. Deux projets, l'un instrumental, l'autre astrophysique ont donné lieu à des documents pour lesquels j'ai contribué. Pour chacun des ces projets, je rappelle le contexte et décris plus précisément ma contribution.

5.3.1 Instrument MATISSE pour le VLTI

MATISSE (décrit dans Lopez et al. 2008) est l'acronyme de *Multi-Aperture mid-Infrared SpectroScopic Experiment*. Il s'agit d'un instrument de seconde génération pour le VLTI de l'ESO. Il consiste en un spectro-interféromètre qui utilisera jusqu'à quatre télescopes (UT ou AT). Avec potentiellement 6 lignes de bases simultanées, il permettra une grande avancée sur la reconstruction d'images à haute résolution angulaire, avec une information spectroscopique supplémentaire. MATISSE permettra d'aborder divers champs de recherche en astrophysique. Le principal sujet étant

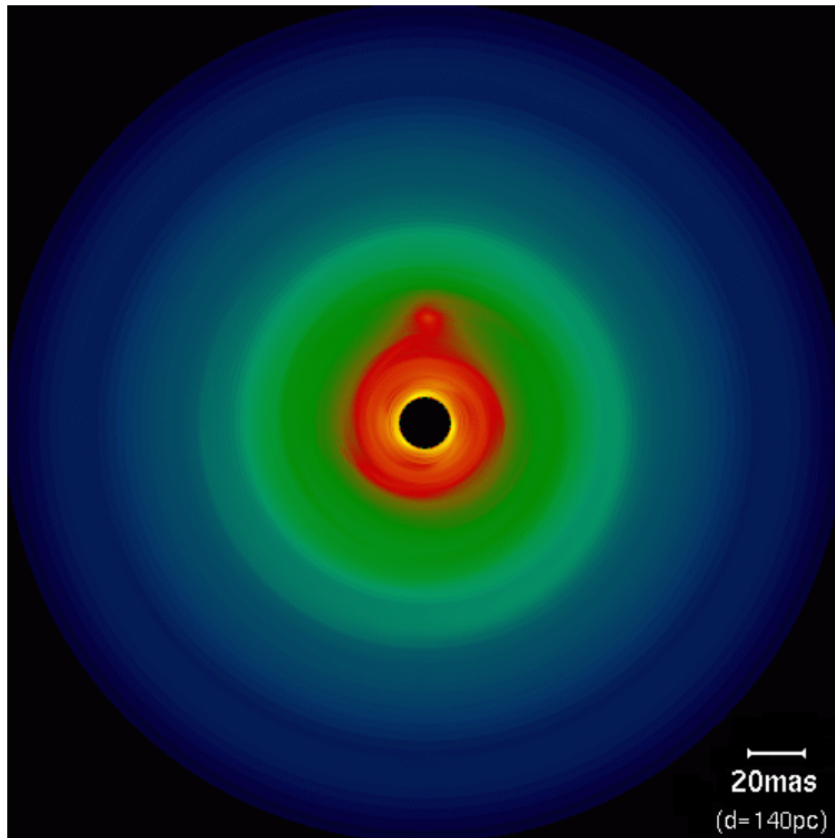


FIGURE 5.5 – Image simulée des régions internes d’un disque de T Tauri, abritant une planète de la masse de Jupiter à une distance de 5.2 UA (Wolf et Klahr, in prep). En supposant une distance de 140 pc, l’échelle de 20 mas est indiquée sur la figure.

l'étude de l'environnement circumstellaire des étoiles jeunes de faible masse et de masse intermédiaire. Il sera possible d'étudier des processus tels que la sédimentation de la poussière ainsi que son grossissement. La structure du bord interne des disques sera aisément observable, grâce à la haute résolution angulaire, mais aussi, cela fournira potentiellement des indices sur la présence de planètes, comme montré sur la Figure 5.5 simulant un disque abritant une planète de la masse de Jupiter à 5.2 UA. Les autres sujets que MATISSE étudiera étant, entre autres, la formation des étoiles massives, la structure des coeurs denses, mais aussi la détection des planètes extra-solaires (grâce à l'interférométrie différentielle).

L'instrument MATISSE a passé la phase A du processus de décision de l'ESO avec succès en Juillet 2008. Le design préliminaire a bien progressé depuis et se trouve maintenant dans un état bien avancé. La révision du design de l'instrument a eu lieu au début du mois d'octobre 2009. Le but étant, au final, de proposer un contrat pour la fin de l'année 2009 avec une demande de temps garanti que le conseil de l'ESO examinera au mois de décembre 2009. Finalement l'intégration sur le site du VLTI est prévue pour 2013.

J'ai participé au consortium MATISSE sur la base de mon expérience sur les grains de poussières dans les disques circumstellaires et de mon intérêt pour les observations interférométriques infrarouges. Il s'agissait d'identifier les raies en émission des grains de silicates visibles dans le domaine d'observations de MATISSE. En effet, les modes d'observations de MATISSE proposent 4 bandes spectrales, entre 3 et 25 μm (bandes L, M, N et Q), avec un pouvoir de résolution compris entre 30 et 1500, ce qui est suffisant pour étudier des raies en émission provenant de grains solides. Ce nouvel instrument sera donc tout à fait capable d'observer les grains de poussières que nous avons vu jusqu'à maintenant avec Spitzer/IRS, que ce soit les grains de silicates amorphes émettant à 10 μm ou des grains cristallins émettant à de plus grandes longueurs d'onde. Ma contribution sur les attentes que l'on peut avoir concernant la minéralogie s'est retrouvée dans le cas scientifique soumis à l'ESO, lors de la phase A de décision, qui a été accepté. MATISSE aura l'avantage, comparé au spectrographe IRS, de fournir une information spatiale et donc de localiser précisément où se situent les grains de poussières observés.

5.3.2 Document "C2D Spectroscopy Explanatory Supplement"

L'équipe c2d s'était engagée à fournir à la communauté astrophysique l'ensemble des données obtenues dans la demande de temps originelle. En effet, le programme c2d est un programme dit "Legacy" (héritage), dont le contrat était de fournir au public un produit fini : en l'occurrence des spectres réduits et validés pour un large échantillon. Au final, ce document devait reprendre les éléments suivants : un résumé du programme c2d IRS ainsi que des campagnes d'observations, un résumé et une description de la méthode de réduction des données ainsi que la présentation du produit fini pour chacune des étoiles observées. Au sein de l'équipe, un pipeline de réduction a donc été développé et il est présenté en détails dans ce document c2d (Lahuis et al. 2006). Avant de fournir les données IRS réduites à la communauté il a

fallu vérifier que tous les spectres avaient bien été réduits, sans qu'aucun problème n'apparaissent dans les données. Ma part du travail a donc été de vérifier l'ensemble des spectres d'objets de Classe II, montrant des raies de silicates. Il fallait regarder, entre autres choses, si il n'y avait pas de problèmes sur chacun des modules, si la continuité inter-modules étaient correcte ou non. Aussi, le pipeline de réduction avait une détection automatisée de la présence de raies en émission : il fallait vérifier que les raies détectées par le pipeline étaient effectivement présentes, et vice-versa, que le pipeline ne manquait aucune raie visible dans le spectre.

Conclusion et perspectives

Cette thèse apporte plusieurs contributions à l'étude des régions de formation planétaire autour de jeunes analogues à notre Soleil. Dans ce chapitre, je détaille tout d'abord les grands conclusions qui émergent des travaux que j'ai réalisés puis je décrirais l'état actuel des projets en cours, leur but et pourquoi nous les avons initié ainsi que le travail déjà été effectué pour certains d'entre eux. Finalement, je terminerais ce chapitre par une ouverture sur les futurs travaux que je souhaite mener à plus long terme à la suite de ma thèse.

6.1 Bilan des résultats obtenus au cours de ma thèse

Lorsque j'ai commencé ma thèse, les silicates cristallins dans les disques circumstellaires autour d'étoiles TTauri étaient marginalement étudiés : quelques articles se penchaient sur la présence de raies en émission attribuées à de la forsterite ou de l'enstatite, mais seulement dans les disques autour d'étoiles de Herbig Ae/Be, comme par exemple Bouwman et al. (2001), Acke & van den Ancker (2004) ou encore van Boekel et al. (2004) qui ont utilisé l'interféromètre MIDI pour tenter de résoudre les régions d'émission des raies cristallines autour de $10\ \mu\text{m}$. C'est principalement par manque de moyens observationnels à grande sensibilité que les étoiles TTauri n'ont pas pu être plus observées. Ainsi l'arrivée du satellite Spitzer a permis de combler ce manque de moyens. La minéralogie des grains de poussière dans les disques de TTauri était donc un sujet en plein essor lorsque j'ai commencé mon projet de thèse. Les grains amorphes ont été étudiés par Kessler-Silacci et al. (2006) par exemple, qui ont mis en évidence un grossissement de ces grains dans les disques de TTauri et qui ont estimé visuellement à $\sim 50\%$ la fréquence d'apparition des raies provenant de silicates cristallins dans ces mêmes disques. D'un autre côté Apai et al. (2005) ont étudié des disques de naines brunes, pour y montrer que le grossissement des grains, la cristallisation, ainsi que la sédimentation vers le plan médian du disque sont des mécanismes qui opèrent aussi dans les disques autour d'étoiles de faibles masses.

C'est dans ce contexte que j'ai débuté mon analyse orientée sur les silicates cristallins en cherchant à utiliser toute l'information spectrale disponible dans les données IRS. Au commencement de ma thèse, nous n'avions que des premières estimations sur leur présence dans les couches atmosphériques des disques et nous n'avions alors aucune information sur l'extension radiale de leur présence dans le disque, ni sur leur taille caractéristique, ni sur leur composition (rapport enstatite sur forsterite). Au final, je présente ici les résultats majeurs obtenus durant ma thèse,

sur la cristallinité, mais plus généralement sur les régions de formation planétaire des disques circumstellaire autour d'analogues à notre Soleil.

1. Plusieurs outils (Chap. 2, 3 & 5) m'ont permis de mettre en avant que les spectres Spitzer/IRS mettent en évidence deux régions indépendantes au sein des disques circumstellaires : les régions internes (~ 1 UA) et les régions externes (≤ 10 UA). Aucun des résultats ne semblent montrer de corrélation forte entre les régions internes et externes, par exemple, le grossissement des grains de silicate se fait de manière totalement décorrélé dans les régions internes et externes.
2. Les grains de silicate cristallins représentent une composante non négligeable de la minéralogie de la poussière dans les disques proto-planétaires autour d'étoiles TTauri. Ce résultat est validé non seulement par une étude individuelle des raies de silicates (Chap. 2), où plus de 3/4 des objets, parmi une centaine, présentent au moins une raie cristalline. Mais j'ai aussi retrouvé ce résultat avec une approche de décomposition minéralogique (Chap 3). Nous avons vu que ce résultat pouvait s'étendre aux étoiles moins massives, comme la naine brune étudiée avec Hervé Bouy (Chap. 5).
3. J'ai identifié une répartition de ces cristaux assez inattendue, représentant un *paradoxe de cristallinité* (Chap. 2 & 3), où les régions externes (≤ 10 UA) présentent une fraction de silicate cristallins plus élevée que les régions internes des disques (~ 1 UA), supposées être le lieu de formation préférentiel de ces grains. Ce paradoxe se retrouve d'ailleurs aussi dans certains objets de faible masse, comme des naines brunes (voir Chap. 5).
4. J'ai mis au point une procédure de modélisation quasi-unique des spectres IRS sur leur gamme spectrale entière, avec une approche vers la meilleure solution innovante (chaîne Markovienne par Monte-Carlo) complétée par une analyse bayésienne afin de déterminer les incertitudes sur les paramètres libres. La robustesse de cette procédure a de plus été prouvée, avec une très bonne fiabilité sur un échantillon statistique suffisamment grand. Néanmoins, pour des études individuelles, l'estimation du continuum peut introduire des biais, notamment sur la composante de la poussière émettant à grande longueur d'onde.
5. J'ai montré que les grains produisant les raies de silicates amorphes sont essentiellement de taille micrométriques (Chap. 2, 3 & 5). Après avoir envisagé dans le Chap. 2 que les distributions en taille de grains étaient tronquées (par des processus d'évacuation des plus petits grains), nous avons fait évoluer notre réflexion dans le Chap. 3 pour montrer qu'il s'agit plutôt d'un mécanisme d'aplatissement significatif de la distribution en taille.
6. J'ai aussi eu la possibilité de réaliser les premières observations interférométriques résolues dans le proche infrarouge d'étoiles TTauri avec l'instrument AMBER au VLTI. D'une part cela a permis de confirmer la présence de poussières chaudes proches de la limite de sublimation dans le cas d'un disque froid. D'autre part j'ai ainsi pu mettre en évidence l'importance de la lumière

diffusée dans le cadre d’observations d’étoiles TTauri par interférométrie dans le proche infrarouge.

7. Les grains de silicate étudiés grâce à l’instrument IRS sont riches en magnésium, signifiant par la même occasion qu’ils sont pauvres en fer. J’ai essayé dans le Chap. 2 de rechercher, sans succès, des traces de la composante ferreuse dans la phase solide contenue dans les disques proto-planétaires.
8. Les résultats que j’ai obtenus dans les Chap. 2 et 3 semblent montrer que les tailles de grains et la forme des disques circumstellaires sont liées, les disques aplatis montrant préférentiellement des grains de petites tailles dans les régions internes.

Un résultat plus général que j’ai obtenu durant ce travail est que l’on se trouve loin d’un scénario d’évolution “classique” où les petits grains de silicate amorphes du MIS grossissent à l’intérieur des disques, deviennent cristallins dans les régions les plus internes, pendant que les gros sédimentent vers le plan médian du disque. L’évolution de ces grains est plus complexe, ils sont brassés loin dans le disque, mais aussi verticalement, leurs structures ainsi que leurs tailles sont par ailleurs grandement modifiées, que ce soit dans les régions internes ou externes des disques. Ceci pointe vers l’importance de processus tels que la diffusion turbulente et la fragmentation des corps pour expliquer les observations. L’ensemble de ces résultats servira de point de départ à nombre de modèles cherchant à reproduire cherchant à reproduire les différentes étapes de grossissement des corps solides, jusqu’à la formation des planètes.

6.2 Travaux en cours

Je présente ici les travaux débutés au cours de cette thèse et qui devraient aboutir au cours des prochains mois à une publication.

6.2.1 Disques de débris

Nous savons que la formation planétaire est suspectée de prendre place durant les phases de Classe II-III, moments où les disques circumstellaires possèdent encore des poussières en orbite autour de l’étoile centrale. Il a récemment été montré que des planètes sont présentes autour d’étoiles possédant un disque de débris, comme β Pictoris (Lagrange et al. 2009) ou encore Fomalhaut (Kalas et al. 2008). En collaboration avec Emmanuel Di Folco¹ et Stéphane Udry², j’ai rapatrié et réduit les données IRS des archives du *Spitzer Science Center*, pour plusieurs dizaines d’objets observées avec l’instrument HARPS afin de chercher des planètes par vitesse radiale. Toutes ces étoiles sont potentiellement des hôtes abritant des planètes. L’idée derrière ce projet est de chercher le lien, s’il existe, entre planètes internes et poussières. L’échantillon de travail est basé sur une première sélection qui a été faite par

1. Observatoire de Paris, maintenant au SAp du CEA/Saclay

2. Observatoire de Genève

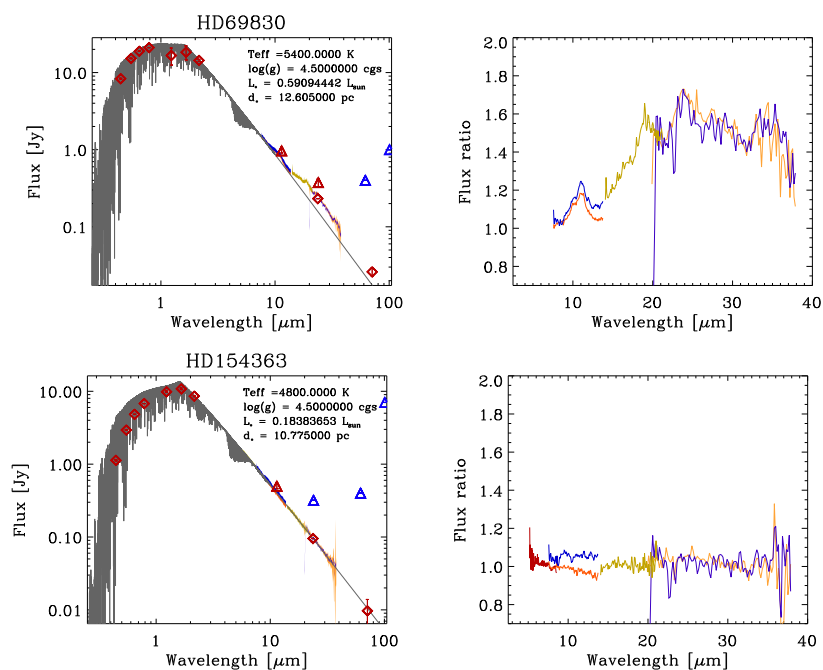


FIGURE 6.1 – *Panneau du haut* : SED de l'étoile HD69830, avec le spectre IRS. Sur la droite sur trouve le rapport de flux dans la gamme spectrale d'IRS, entre la SED observée et la photosphère ajustée d'après la photométrie. L'excès infrarouge se distingue clairement et a été découvert pour la première fois par Beichman et al. (2005). *Panneau du bas* : similaire au panneau supérieur mais pour l'étoile HD154363, où l'objet ne montre pas d'excès infrarouge.

d'autres collaborateurs à Genève. Ils ont à leur disposition des mesures en vitesse radiale, obtenues avec HARPS, pour plusieurs centaines d'étoiles. Ces vitesses radiales permettent de savoir si une étoile abrite potentiellement une planète ou non. Parmi ces centaines d'étoiles, 200 ont été sélectionnées de telle manière que la moitié d'entre elles semblent ne pas abriter de planètes. Parmi ces 200 étoiles, 50 d'entre elles ont été observées avec IRS, et grâce à ces spectres, il est alors possible de savoir si ces objets présentent aussi un excès infrarouge qui trahirait alors la présence d'un disque de débris. De plus à partir de cet excès infrarouge, comme le disque de poussière est optiquement fin, il sera tout à fait possible de remonter à la masse de poussières restante. La Figure 6.1 montre deux exemples de notre échantillon, le panneau du haut pour l'étoile HD69830, où est présentée à gauche la SED incluant le spectre IRS et avec une photosphère ajustée d'après la photométrie disponible (modèle NextGen, Hauschildt et al. 1999). À droite est représenté le rapport de flux entre le spectre IRS et la photosphère, qui met clairement en évidence un excès infrarouge. Cette étoile est connue pour posséder 3 planètes de type Neptune (Lovis et al. 2006). Pour le panneau du bas de la Figure 6.1, il s'agit de la même chose, mais cette fois pour l'étoile HD154363, qui ne montre aucun excès dans la gamme spectrale de Spitzer/IRS. Ce travail est toujours en continuation avec l'équipe de Genève et Emmanuel Di Folco.

Une autre collaboration a aussi été mise en place avec Sebastian Müller³, sur le sujet des disques de débris. Ce projet est cette fois plutôt tourné vers la minéralogie de la poussière autour de disque de débris (comme HD69830, Fig. 6.1). J'ai pour cela téléchargé et réduit plusieurs spectres IRS de disques de débris. Durant cette collaboration, nous avons aussi travaillé de concert pour programmer un code de modélisation des spectres, dans le cas particuliers des disques de débris connus pour posséder des raies de silicates. Ce code est très proche de celui que j'ai programmé et il est aussi basé sur une approche bayésienne, c'est à dire sur l'exploration aléatoire de l'espace des paramètres. Une des principales différences est que dans ce type d'études de disques de débris, le disque étudié est optiquement fin et par conséquent, la structure en température de la poussière peut être complètement déterminée. Ce travail est lui aussi en continuation et les premiers résultats devraient être disponibles dans les prochains mois.

6.2.2 Simulations (magnéto-) hydrodynamiques de disques

Toujours dans l'étude des disques circumstellaires, mais avec une approche complètement différente et nouvelle par rapport aux autres études présentées dans ce document, j'ai initié une autre collaboration concernant des simulations hydrodynamiques de disque circumstellaire. Tout d'abord, nous avons mené une discussion avec Peggy Varnière⁴, concernant ses modèles de disque, décrits dans Varnière et al. (2006), qui utilisent le code FARGO (Masset 2000). Cette discussion s'est mise en place à partir des travaux de Brown et al. (2007) sur les disques en transition pré-

3. Jena, Allemagne

4. APC, Paris

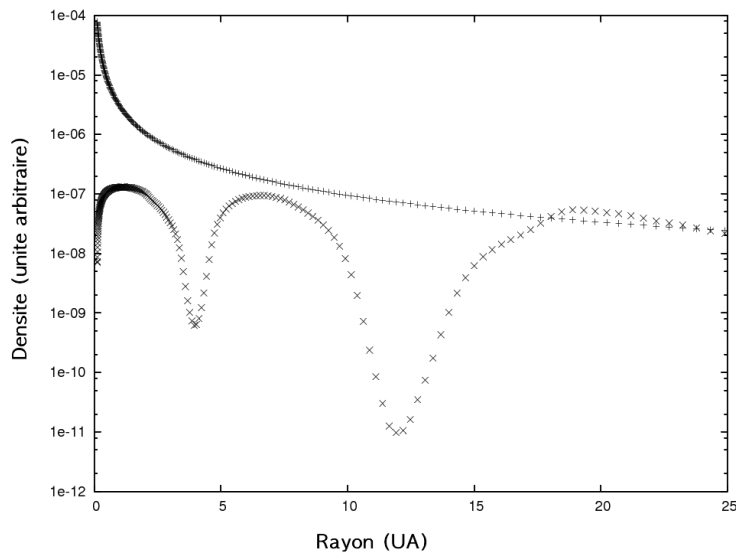


FIGURE 6.2 – Profils de densité dans le disque en fonction de la distance à l'étoile, les croix verticales étant le début de la simulation ($t = 0$), les croix obliques la fin de la simulation (environ 2000 orbites de la planète externe). Deux planètes sont présentes dans ce disque, une située à 4 UA (masse de Neptune) et une seconde localisée à 12 UA (masse de Jupiter).

sentant possiblement deux anneaux de poussières, un petit anneau interne et un anneau externe bien plus massif et situé à 10-20 UA de l'étoile. La question nous intéressant étant de savoir comment reproduire de telles structures dans des disques circumstellaires. Le code FARGO permettant d'implémenter des planètes à l'intérieur du disque, l'idée directrice est de tester l'impact d'une ou plusieurs planètes sur la structure en densité du disque. Une planète de la masse de Jupiter dans un disque massif va créer un sillon dans le disque dont la largeur sera fortement dépendante de la masse de la planète. Les bords interne et externe du sillon se trouveront proches des positions des résonance de Lindblad. En suivant le principe du rasoir d'Ockham “*Les multiples ne doivent pas être utilisés sans nécessité*”, nous avons en premier lieu étudié le cas le plus simple, c'est à dire avec une seule planète. Il est alors possible de créer un sillon. La planète ne pouvant pas agir indéfiniment sur l'anneau interne, cela résultera en un “disque interne normal”, avec un taux d'accrétion sur l'étoile typique pour des étoiles jeunes, et le temps de dissipation du disque sera long. Le second scénario envisagé est de mettre deux planètes dans le disque. La Figure 6.2 montre un exemple de modèle obtenu avec deux planètes (une masse de Neptune à 4 UA et une masse de Jupiter à 12 UA). Le profil en croix verticales étant le début de la simulation ($t = 0$), les croix obliques présentant le résultat final de la simulation après quelques milliers d'orbites de la planète externe. Au final, le résultat attendu est la présence d'un sillon, avec un anneau interne qui ne pourra pas être accrété par l'étoile à cause de la présence de la première planète. Avec le temps la poussière se trouvant à des rayons plus petits que l'orbite de la première planète sera accrétée par l'étoile et cette partie sera évidée. Ainsi il semble que ces deux scénarii permettent d'expliquer la SED typique des disques en transition. Une des observables qui permettrait éventuellement de trancher en faveur d'un scénario est le taux d'accrétion de l'étoile, si ce dernier est nul ou très faible, cela signifiera qu'il y a bien deux planètes, la plus proche de l'étoile bloquant l'accrétion de l'anneau de poussière interne. Ce projet est toujours en cours, et une des prochaines étapes est d'utiliser un code de transfert radiatif pour comparer les SEDs obtenues à partir des modèles avec les observations (comme celles de Brown et al. 2007).

Un second projet sur les simulations magnéto-hydrodynamiques est en prévision, avec Sébastien Fromang⁵. En utilisant un code magnéto-hydrodynamique traitant les processus MHD globaux (Fromang & Nelson 2009) il a étudié l'impact de la taille de grains dans un disque circumstellaire sur les processus de sédimentation verticale vers le plan médian du disque. La Figure 6.3 montre les résultats obtenus pour les distributions en densité des grains de poussières, pour différentes tailles de grains (de gauche à droite 1 mm, 100 μm et 10 μm). Il s'agit de coupes radiales moyennées azimuthalement. L'idée que nous avons pour cette collaboration est d'utiliser un code de transfert radiatif, avec comme entrée ces profils radiaux de densité, pour produire des SEDs simulées. Par la suite nous pourrons comparer ces SEDs avec des observations Spitzer/IRS pour voir si nous pouvons déduire des informations sur la sédimentation à partir des spectres IRS. Ces travaux constituent par ailleurs une

5. SAp, CEA/Saclay

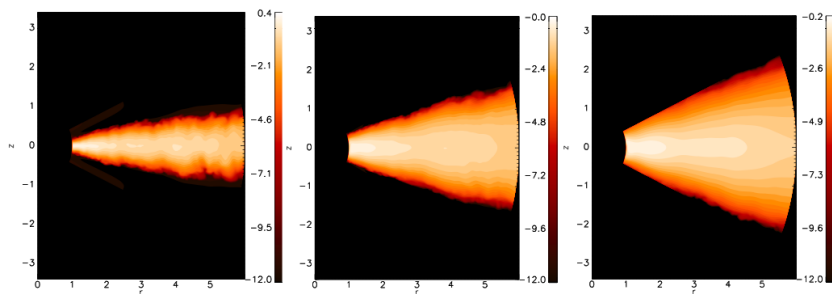


FIGURE 6.3 – Distribution de densité des grains de poussière dans le disque (coupes radiales). De gauche à droite, les tailles de grains utilisées sont 1 mm, 100 μm et 10 μm .

contribution directe au programme ANR “Dusty Disks” pilotée par François Ménard au LAOG.

6.2.3 Études minéralogiques : autres surveys

Alors que dans le Chapitre 3, je me suis intéressé à la modélisation minéralogique des disques jeunes “classiques”, je n’ai pas eu la possibilité d’étudier la minéralogie de la poussière dans les disques en transition. En collaboration avec Isa Oliveira⁶ nous avons pour projet d’utiliser la procédure de décomposition minéralogique sur un large échantillon de disques froids. Ces disques ont été classifiés comme disques en transition sur deux critères : une pente dans le proche infrarouge $\alpha_{8-24} > 1$ et un rapport de flux $F_{30}/F_{13} > 6$ (comme indiqué dans Brown et al. 2007 par ailleurs). Certains de ces objets montrent néanmoins de fortes raies en émission attribuées à des silicates, et notamment la raie des silicates amorphes à 10 μm . L’intérêt de cette étude sera de comparer les résultats entre les disques froids et les disques “classiques” afin de chercher une possible évolution de la poussière avec le degré de dissipation des disques.

D’une manière assez similaire, nous avons pour projet avec Isa Oliveira d’étudier la minéralogie des silicates dans le nuage du Serpens. Il s’agit là d’un autre survey (programme Spitzer en temps ouvert, P.I. : K. Pontoppidan⁷) sur toute la longueur du nuage et nous espérons voir une différenciation de la minéralogie en fonction de la localisation des étoiles au sein de la région de formation stellaire. Cela complètera aussi l’échantillon statistique d’une manière considérable (~ 150 objets observés dans ce nuage).

6. Université de Leiden et CalTech

7. CalTech

6.3 Projets à court et à moyen terme

Ayant travaillé durant ma thèse sur des instruments récents tels que Spitzer/IRS et AMBER/VLTI, je souhaite continuer par la suite à exploiter les nouveaux instruments mis à la disposition de la communauté scientifique, comme par exemple Herschel, ALMA, le JWST mais aussi les instruments de seconde génération qui seront implémentés au VLTI comme par exemple MATISSE. Cette utilisation des moyens techniques étant de plus liée à un fort aspect modélisation et simulation afin d'exploiter au maximum de telles données.

6.3.1 HERSCHEL

HERSCHEL est un satellite de l'ESA (pour *European Space Agency*), qui a été lancé avec succès le 14 Mai 2009 par une fusée Ariane 5 depuis le site de Kourou. L'image composite de la Figure 6.4 présente le satellite sur un arrière-plan imagé par le satellite Hubble. Ce satellite permettra, entre autres, d'étudier la formation des étoiles, leur interaction avec le MIS et surtout la composition chimique de l'environnement d'étoiles jeunes en formation. Herschel est le satellite avec le miroir le plus large jamais envoyé dans l'espace jusqu'à maintenant, avec un diamètre de 3.5 m. Il permettra de recueillir le rayonnement à grande longueur d'onde provenant d'objets froids et distants et surtout il sera le premier observatoire spatial à couvrir une gamme spectrale comprise entre l'infrarouge lointain et le submillimétrique.

À son bord, il embarque trois instruments, qui sont HIFI, PACS et SPIRE. HIFI est un spectromètre hétérodyne à très haute résolution (entre 480 et 1250 GHz). Le principe d'un instrument hétérodyne est de décaler la fréquence d'observation à une plus basse fréquence, pour que le signal soit plus facilement traité afin d'en extraire les mesures d'intérêt. Ce principe est très utilisé en radio-astronomie mais ne peut pas être appliqué dès que la longueur devient trop petite (proche infrarouge et visible), car le temps de cohérence du signal varie alors trop rapidement pour les systèmes électroniques actuels. Le second instrument, PACS, est un imageur photométrique à plusieurs longueurs d'onde (70, 100 et 160 μm) avec un spectromètre de champ couvrant une surface de $47'' \times 47''$ (pour un capteur de 5×5 pixels), offrant une résolution spectrale de quelques milliers dans la gamme spectrale 55-210 μm . Finalement, SPIRE permettra de mesurer la photométrie à trois longueurs d'onde différentes (240, 350 et 500 μm), en simultané et il possède aussi un mode spectroscopique entre 194 et 672 μm .

Avant le lancement du satellite, plusieurs programmes ont été proposés à l'ESA, dans le but d'organiser de la manière la plus efficace possible les observations et ainsi de coordonner les résultats scientifiques. C'est ce que l'on appelle les OTKP (pour *Open Time Key Programs*). En Octobre 2007, 62 OTKP ont été déposés à l'ESA et 21 d'entre eux ont été acceptés (au moins partiellement). Parmi ces 21 programmes, 10 s'intéressent au MIS et à la formation stellaire. Parmi ces programmes se trouvent les deux OTKP DIGIT et GASPS dans lesquels je suis impliqué. Ces deux programmes sont orientés principalement sur les processus d'évolution et de



FIGURE 6.4 – Image composite du satellite HERSCHEL (crédits : ESA/NASA)

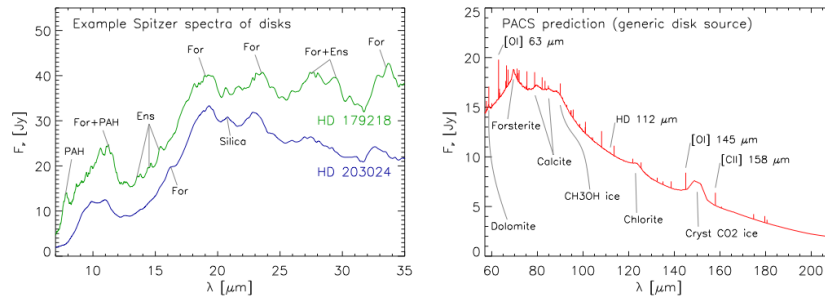


FIGURE 6.5 – *Figure de gauche* : spectres Spitzer/IRS de deux Herbig Ae présentant des raies en émission de la phase solide. *Figure de droite* : spectre PACS attendu pour une Herbig Ae (figure empruntée à K. Dullemond). La composante de la poussière contient 15% de glace (mélange de H_2O , CO_2 , CH_3OH), 10% de forsterite, 0.5% de dolomite, 0.5% de calcite et 20% de chlorite.

dissipation des disques durant la période de formation planétaire. Je résume tout d'abord les objectifs astrophysiques des deux programmes, puis précise mon implication dans ces deux projets.

6.3.1.1 Le projet DIGIT

Le programme DIGIT se propose d'étudier en détail l'évolution de la poussière et des glaces au cours du temps, que ce soit pour des objets enfouis dans les nuages de formation stellaire ou au contraire dans des disques en train de se dissiper. Les observations seront majoritairement faites avec l'instrument PACS, et l'échantillon d'objets observés est un échantillon supposé révéler toute la gamme de la séquence évolutive des étoiles jeunes, et ce pour une grande variété de masse, de luminosité ou encore d'environnement. Grâce à PACS, ces études seront basées sur des images photométriques, contraignant les populations de poussière, des relevés spectrométriques entre 55 et $210\ \mu\text{m}$, contraignant comme le montre la Figure 6.5 la poussière mais aussi les glaces et le gaz. Finalement, des relevés spectrométriques précis permettront aussi d'observer certains raies faibles provenant du gaz.

L'échantillon d'objets de science accordé au programme DIGIT est fortement basé sur des objets déjà bien connus dans la littérature, notamment grâce à des spectres à fort signal sur bruit Spitzer/IRS. Un des points clés de DIGIT est le programme de relevés spectroscopiques à très haut rapport signal à bruit entre 55 et $210\ \mu\text{m}$ pour 23 sources à haut niveau d'émission (16 Herbig et 7 TTauri). Pour 12 sources plus faibles (8 Herbig et 4 TTauri) le programme se concentre sur des raies spectroscopiques plus précises, comme la forsterite à $69\ \mu\text{m}$ (voir Figure 6.5). Finalement, pour 30 sources, considérées comme étant des objets évolués, le programme DIGIT s'attachera à étudier les résidus de poussière et de gaz, grâce à la grande sensibilité de l'instrument. Pour les objets les plus brillants de cet échantillon, ces raies spectroscopiques dans l'infrarouge lointain permettront d'apporter des contraintes

sur l'évolution de la température ainsi que sur l'évolution du brassage au sein du disque. Aussi, cela apportera de nouvelles informations sur la composition chimique des poussières dans ces objets, sur des matériaux peu contraints jusqu'à présent comme les hydrosilicates et les carbonates (Calcite ou Dolomite par exemple) qui nécessitent un milieu aqueux pour se former. Ces matériaux sont d'ailleurs plutôt attendus dans des disques évolués. Ce programme sera un complément déterminant pour tous les travaux concernant la minéralogie ayant été faits jusqu'à présents dans l'infrarouge moyen (en particulier ceux des chapitres 2 & 3 de cette thèse).

6.3.1.2 Le projet GASPS

Avec un total de 400 h d'observations, GASPS (pour *Gas in Protoplanetary Systems*) est le plus grand OTKP accepté dans la catégorie sur le MIS et la formation stellaire. Ce programme a pour objectif de faire un relevé du gaz atomique et moléculaire ainsi que de la poussière dans plus de 250 disques, couvrant par la même occasion une grande variété d'âges (1-30 millions d'années), de masses de disques (10^{-2} - $10^{-5} M_{\odot}$) et de types spectraux (de A à M). La plupart des cibles observées se situent dans 6 régions de formation stellaire proches (≤ 160 pc), qui sont : le Taurus, Upper Sco, TW Hya, Tuc Hor, Beta Pic et Eta Cha. Le but principal du programme GASPS est d'étudier le gaz en utilisant les raies de structure fines dans l'infrarouge lointain du carbone et de l'oxygène, pouvant être considérés comme des traceurs du gaz atomique. Les raies de l'eau seront quant à elles utilisées comme traceurs du gaz moléculaire. Une petite partie du temps de GASPS (20h, représentant 5% du temps total d'observations) sera aussi utilisée pour observer à 70 et 170 μm , permettant ainsi de mieux définir les SEDs des objets observés. L'ensemble des données permettra alors d'avoir une vue d'ensemble des disques, depuis le gaz moléculaire mais aussi atomique jusqu'à la composante de la poussière.

6.3.1.3 Mon projet avec Herschel

Pour le moment, aucune donnée de ces deux programmes n'ont été enregistrées par le satellite, qui est arrivé au point de Lagrange L2 (situé derrière la Terre, en alignement avec le Soleil et la Terre). Au-delà de ma thèse je souhaite valoriser mon domaine d'expertise, centré sur les disques circumstellaires. Pour cela, je prévois de poursuivre les études minéralogiques aux plus grandes longueurs d'onde avec PACS, mais je souhaite également débiter l'étude du gaz présent dans les disques. C'est un aspect que j'ai peu développé durant mon projet de thèse mais sur lequel je souhaiterais passer plus de temps par la suite. En effet, dans les disques, gaz et poussières sont intimement liés, que ce soit par leur température respectives, par l'équilibre hydrostatique, ou encore par l'évaporation des atomes à la surface des grains, ré-injectés dans le gaz. De plus Herschel, grâce à l'instrument PACS notamment, permettra d'étudier les raies du gaz dans un domaine spectral, et par conséquent des régions des disques, jamais étudié auparavant. C'est donc un tout nouvel environnement, peu connu jusqu'à présent, qui s'ouvre pour les observateurs,

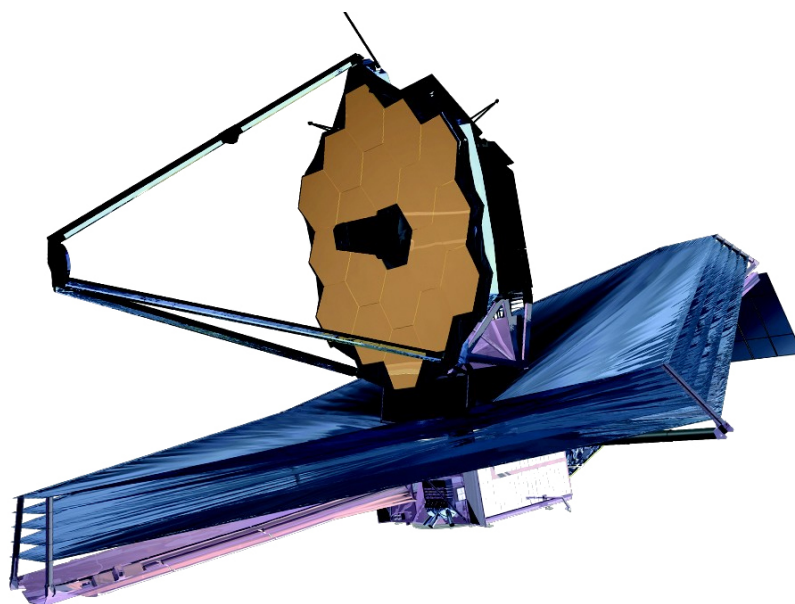


FIGURE 6.6 – Conception d’artiste du satellite JWST (Crédits : NASA)

que ce soit pour des étoiles de Herbig ou les étoiles TTauri. Néanmoins, je souhaite tout de même conserver et pérenniser l’expertise que j’ai développée sur la poussière dans les disques, et cela sera une des mes importantes contributions au sein de l’équipe DIGIT.

6.3.2 Les instruments de demain

Etant donné les progrès rapides qui ont été faits en quelques décennies sur notre compréhension des mécanismes de formation stellaire et planétaire, il semble presque impossible de se projeter dans l’avenir pour savoir comment cette connaissance va évoluer. Chaque nouvel instrument, chaque nouvelle technique observationnelle révolutionne les prédictions et modèles que la communauté astrophysique construit, et impose un timing pour l’évolution de nos connaissances. Il y a trente ans, nous n’avions aucune observations de disques circumstellaires alors que nous pouvons aujourd’hui déterminer la composition chimique des grains de poussière les composant. Il y a vingt ans, aucune planète extra-solaire n’avait été détectée, et des images des ces planètes commencent à apparaître aujourd’hui. Toujours est-il que certains instruments sont prévus, que ce soit dans le futur proche ou un peu plus lointain. Notamment Herschel, qui est arrivé à son point orbital, autour du point L2. Il permettra entre autres d’observer des régions froides des disques, avec une sensibilité inégalée et son miroir de 3.5 m (plus gros miroir envoyé dans l’espace jusqu’à maintenant). Nul doute que son apport sur notre connaissance de l’environnement des étoiles jeunes et des planètes en formation sera primordial.

Dans un futur un peu plus éloigné viendra un autre satellite déjà très attendu : le *James Webb Space Telescope* (ou JWST), représenté par un concept d'artiste sur Fig. 6.6, est prévu pour être lancé en 2014. Avec son miroir de 6.5 m de diamètre, il faudra le plier dans le lanceur pour qu'il puisse être mis sur orbite. Il embarquera à son bord quatre instruments différents, un imageur fonctionnant dans le proche infrarouge (NIRCam), un spectrographe multi-objet fonctionnant lui aussi dans le proche infrarouge (NIRSpec), un système de guidage (FGS) ainsi qu'un imageur/spectrographe fonctionnant dans l'infrarouge moyen (5-27 μm) (MIRI). Le JWST nous permettra par exemple de sonder les régions plus profondes des disques circumstellaires, aussi bien en imagerie (coronographique ou non) qu'en spectroscopie moyen infrarouge, alors que Spitzer ne nous permettait d'observer que les hautes atmosphères des régions internes des disques. Nous aurons donc à notre disposition de nouvelles informations sur la structure en profondeur, sur la minéralogie de la poussière dans ces régions et sur le degré de sédimentation verticale des grains de poussière.

Aussi, il n'y a pas que les satellites (après Spitzer, Herschel et le JWST) qui permettent d'étudier les disques circumstellaires. L'instrument MATISSE, qui devrait être installé au VLTI d'ici 2013 permettra sûrement lui aussi de faire des grandes avancées scientifiques concernant les disques autour d'étoiles jeunes. Il permettra des mesures interférométriques à 4 télescopes en simultané, dans des bandes d'observations uniques (N, L, M et Q). À terme des projets comme la reconstruction d'images permettront d'obtenir des images à très haute résolution angulaire. Même si de tels projets existent déjà à l'heure actuelle (d'ailleurs présentés à l'école d'été du VLTI "On the fringe" à laquelle j'ai participé en 2007), réunir suffisamment de données est un exercice très couteux en temps d'observations. Avec des observations à quatre télescopes, l'imagerie à haute résolution angulaire par reconstruction, devrait sans doute devenir plus accessible.

L'ensemble de ces projets, et d'autres comme ALMA par exemple, qui sont pour la plupart déjà bien entamés ou au moins définis permettront de mieux comprendre ces grands sujets de formation stellaire et de formation planétaire. Mais d'autres projets suivront certainement, encore plus performants, encore plus innovants et il ne fait aucun doute que l'astrophysique des disques proto-planétaires a encore de très beaux jours devant elle, afin de capturer les étapes de la formation des planètes.

6.3.3 Les modèles de demain

En regardant quels sont les instruments avec lesquels nous observerons dans les années à venir, il est tout à fait légitime de se demander quels seront les simulations que nous ferons alors pour modéliser ces observations. Bien qu'il s'agisse d'un exercice prospectif, je souhaiterais détailler ici quelques pistes qui m'intéressent personnellement pour le futur.

Tout d'abord, nous avons vu dans le Chapitre 3 que la modélisation d'un conti-

nuum est un problème complexe. L'estimation d'un continuum cohérent sur une large gamme spectrale sera d'autant plus primordiale avec la disponibilité prochaine des données dans l'infrarouge lointain d'Herschel : il sera possible de mener des études individuelles détaillées combinant des données Spitzer et Herschel. Pour mener cela à bien, il semble intéressant de se pencher sur la création d'un code de transfert radiatif plus orienté sur la détermination de la minéralogie de la poussière que ce qui est fait actuellement. D'autant plus que les résultats obtenus durant cette thèse, comme par exemple sur l'aplatissement de la distribution en taille de grains (Chapitres 2 & 3), peuvent servir comme paramètres d'entrée d'un tel modèle.

Concernant d'ailleurs les résultats présentés dans ce manuscrit, il peut s'avérer utile de se pencher plus en détails sur les mécanismes à l'origine des paradoxes de cristallinité et des distributions en taille de grain, en utilisant par exemple, pour le second paradoxe, des codes de simulations magnéto-hydrodynamiques prenant en compte les processus de turbulence, de coagulation et de fragmentation des grains de poussière, dans le but de mieux comprendre comment obtenir les distributions en taille observées avec IRS. D'autre part, une étude orientée sur les mécanismes d'amorphisation dans les régions internes permettrait de leur côté de mieux comprendre le paradoxe de cristallinité.

Sur un domaine un peu différent, nous savons qu'Herschel permettra d'étudier le gaz dans les disques proto-planétaires. Or gaz et poussière sont intimement liés dans ces disques. Coupler ces deux contributions dans de futurs modèles de transfert est aussi une possibilité intéressante. Être capable d'étudier à la fois le gaz ainsi que les grains de poussières par l'intermédiaire d'un seul modèle permettrait de mieux comprendre la dynamique qui prend place au sein des disques.

Finalement, préparer l'arrivée du satellite JWST représente un travail d'anticipation très intéressant : savoir ce que nous serons capables d'observer quand le satellite sera en place permettra d'analyser rapidement les observations. Pour cela, utiliser un code de transfert radiatif, pour simuler les futurs observables est un projet ambitieux, sur lequel j'aimerais m'investir.

Publications, proceedings et oraux

A.1 Publications dans des journaux à referee

1. “*Resolving the inner disk of a TTauri star with a cold disk using VLTI/AMBER : The case of T Cha*” : **Olofsson, J.** & Pinte, C. et al., in prep
2. “*Resolving the scattered light emission around the TTauri star IM Lup using VLTI/AMBER*” : **Olofsson, J.** & Pinte, C. et al., in prep
3. “*Spectral decomposition of C2D Spitzer-IRS spectra of disks around young stars*” : **Olofsson, J.** et al., accepted by A&A, arXiv :1007.0644
4. “*The solar type protostar IRAS 16293-2422 : new constraints on the physical structure*” : Crimier, N., Ceccarelli, C., Bottinelli, S., Caux, E., Kahane, C., Lis, D. C., **Olofsson, J.**, submitted to A&A
5. “*Strong near-infrared emission in the sub-AU disk of the Herbig Ae star HD 163296 : evidence for refractory dust*” : Benisty, M., Natta, A., Isella, A., Berger, J.-P., Massi, F., Le Bouquin, J.-B., Mérand, A., Duvert, G., Kraus, S., Malbet, F., **Olofsson, J.**, Robbe-Dubois, S., Testi, L., Vannier, M., Weigelt, G., submitted to A&A
6. “*C2D Spitzer-IRS spectra of disks around T Tauri stars. IV. Crystalline silicates*” : **Olofsson, J.**, Augereau, J.-C., van Dishoeck, E. F., Merín, B., Lahuis, F., Kessler-Silacci, J., Dullemond, C. P., Oliveira, I., Blake, G. A., Boogert, A. C. A., Brown, J. M., Evans II, N. J., Geers, V., Knez, C., Monin, J.-L., Pontoppidan, K., accepted by A&A, in press
7. “*Molecular hydrogen in the disk of the Herbig Ae star HD97048*” : Martin-Zaidi, C., Habart, E., Augereau, J.-C., Ménard, F., Lagage P-O., Pantin, E., **Olofsson, J.**, ApJ 695, 1302
8. “*Probing dust grain evolution in IM Lupi’s circumstellar disc. Multi-wavelength observations and modelling of the dust disc*” : Pinte, C., Padgett, D. L., Ménard, F., Stapelfeldt, K. R., Schneider, G., **Olofsson, J.**, Panic, O., Augereau, J. C., Duchêne, G., Krist, J., Pontoppidan, K., Perrin, M. D., Grady, C. A., Kessler-Silacci, J., van Dishoeck, E. F., Lommen, D., Silverstone, M., Hines, D. C., Wolf, S., Blake, G. A., Henning, T., Stecklum, B., 2008 A&A, 489, 633
9. “*A near-infrared interferometric survey of debris disc stars. II. CHARA/FLUOR observations of six early-type dwarfs*” : Absil, O., di

- Folco, E., Mérand, A., Augereau, J.-C., Coudé Du Foresto, V., Defrère, D., Kervella, P., Aufdenberg, J. P., Desort, M., Ehrenreich, D., Lagrange, A.-M., Montagnier, G., **Olofsson, J.**, Ten Brummelaar, T. A., McAlister, H. A., Sturmann, J., Sturmann, L., Turner, N. H. 2008, A&A, 487, 1041
10. “*Structural and compositional properties of brown dwarf disks : the case of 2MASS J04442713+2512164*” : Bouy, H., Huélamo, N., Pinte, C., **Olofsson, J.**, Barrado Y Navascués, D., Martín, E. L., Pantin, E., Monin, J.-L., Basri, G., Augereau, J.-C., Ménard, F., Duvert, G., Duchêne, G., Marchis, F., Bayo, A., Bottinelli, S., Lefort, B., Guieu, S. 2008 A&A, 486, 877

A.2 Contributions orales, et proceedings de conférences

1. Sept. 17, 2009 : Séminaire de 45 min, Exeter, Angleterre, “*Coagulation and crystallization of silicates in protoplanetary disks : a c2d Spitzer/IRS survey*”
2. Mai 14, 2009 : Séminaire de 45 min, Paris, France, “*Coagulation and crystallization of silicates in protoplanetary disks : a c2d Spitzer/IRS survey*”
3. Mai 6, 2009 : Séminaire de 45 min, Heidelberg, Allemagne, “*Coagulation and crystallization of silicates in protoplanetary disks : a c2d Spitzer/IRS survey*”
4. Oct. 26 - 30, 2008 : 5^{ème} conférence Spitzer, “New lights on young stars”, Pasadena, California, USA. Contribution orale : “*Coagulation and crystallization of silicates in protoplanetary disks : a c2d Spitzer/IRS survey*” et proceedings : <http://www.ipac.caltech.edu/spitzer2008/talks/JohanOlofsson.html>
5. Juin 30 - Jul. 4 2008 : Conférence SF2A, Paris, France. Contribution orale : “*Coagulation and crystallization of silicates in protoplanetary disks : a c2d Spitzer/IRS survey*”, et proceedings : <http://adsabs.harvard.edu/abs/2008sf2a.conf.519O>
6. SPIE 2008 : Proceedings de la conférence SPIE, Volume 7013, pp. 70132B-70132B- 10 (2008) “*MATISSE : perspective of imaging in the mid-infrared at the VLTI*”, <http://adsabs.harvard.edu/abs/2008SPIE.7013E..70L>
7. Juin 30 - Jul. 4 2008 : Conférence SF2A, Paris, France. Contribution orale par J.-C. Augereau : “*DIGIT, GASPS, DEBRIS and DUNES : four HERSCHEL Open Time Key Programs to survey the dust cycle in circumstellar disks*”, et proceedings : <http://adsabs.harvard.edu/abs/2008sf2a.conf..443A>

A.3 Observations en mode visiteur

1. 083.C-0295 A & B, AMBER/VLTI, P.I. : Augereau J.-C., 11-13 Juin 2009
2. 081.C-0851 A & B, AMBER/VLTI, P.I. : Augereau J.-C., 22-24 Juin 2008
3. 079.C-0279 A, AMBER/VLTI, P.I. : Monin J.-L. 11-12 Juin 2007

A.4 Validation

A.4.1 Procedure validation

We evaluate the robustness of our procedure by fitting synthetic spectra with known abundances, temperatures and continua. This allows to check whether these quantities could be recovered when the spectra are processed with the B2C procedure. To this end, we used the best fit, synthetic spectra for the 58 objects analyzed in this paper (and presented in Sec. 3.3), as fake, but representative observations for serving as inputs to our B2C procedure. We reconstructed these synthetic spectra using the outputs of the fitting process on the original data. Namely, the same continuum emission, the same relative abundances for the dust species and their corresponding temperatures. The uncertainties chosen for the synthetic spectra are those of the original observed spectra.

Fig. A.1 shows the ratio between the output and input crystallinity, as a function of the ratio between the output and input grain sizes, for both the warm and cold components. The plot shows ratios of about 1 on both axis, especially for the cold component (blue squares on the figure), suggesting some best fits obtained with the procedure may not be unique. But from a statistical point view, the B2C procedure produces reproducible results as the mean ratios between output and input quantities remain close to 1 (vertical and horizontal bars on the figure).

More precisely, the warm component crystallinity is slightly overestimated by 22% with a dispersion (i.e. the standard deviation) about this value of 30 %. The inferred cold component crystallinity is satisfactorily reproduced at the 2% level with respect to the input value, and the dispersion, 35%, is rather similar to that for the crystallinity of the warm grains. The mean mass-averaged size of the warm grains is slightly underestimated by $7 \pm 11\%$ with respect to the input value, while the mean mass-averaged size of the cold grains is well reproduced but with a larger dispersion ($1 \pm 32\%$).

A closer look at the dispersion of the calculated crystalline fraction as a function of the input crystallinity is shown in Figure A.2 for the 58 fits to synthetic spectra, for both the warm (red open circles) and cold (blue open squares) components. The over-estimation of the warm component crystalline fractions seen in Fig. A.1 is mostly visible for objects with low-crystalline fractions (below 20%). For the cold component, it actually tends to be rather underestimated for large crystalline fractions (above $\sim 40\%$). The overall trend for both the warm and cold components is that the dispersion raises with the decreasing crystallinity. This finds an explanation in the fact that objects showing high crystalline fractions display strong, high-contrast crystalline features that are less ambiguously matched by theoretical opacities than objects with lower crystalline fractions.

A.4.2 Influence of the continuum on the cold component

The continuum estimation is a critical step when modeling spectra, especially for the cold component, and may contribute to the larger uncertainties on the inferred

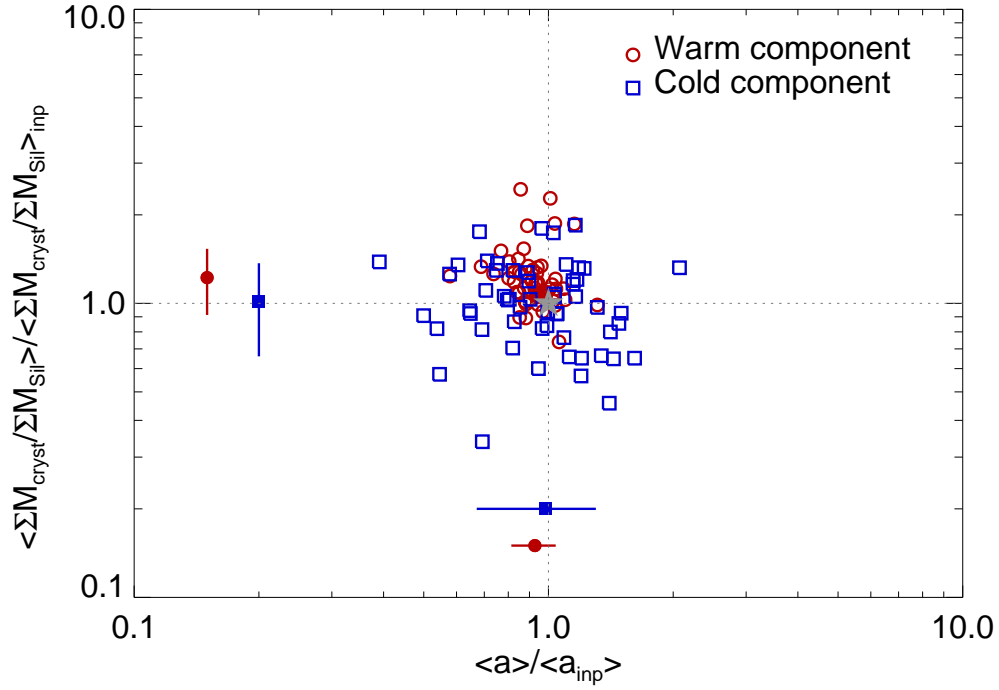


FIGURE A.1 – Results for the fits to the 58 synthetic spectra to test our “B2C” procedure. The x -axis shows the dispersion in grain size (ratio of inferred over input mean mass-averaged grain sizes) and the y -axis the ratio between inferred and input crystallinity. Red open circles correspond to the warm component, and blue open squares to the cold component. The filled circles are mean values, with error bars corresponding to standard deviations.

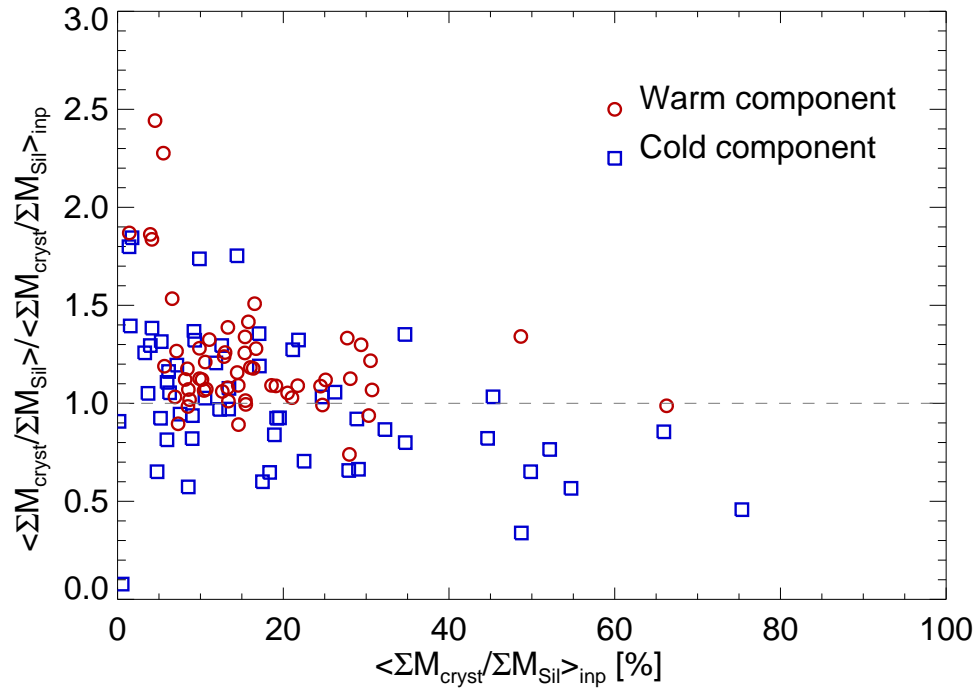


FIGURE A.2 – Ratios between output over input crystallinity fractions as a function of the input crystallinity fractions, for the fits to the 58 synthetic spectra. Red open circles are results for the warm component and blue open squares are for the cold component.

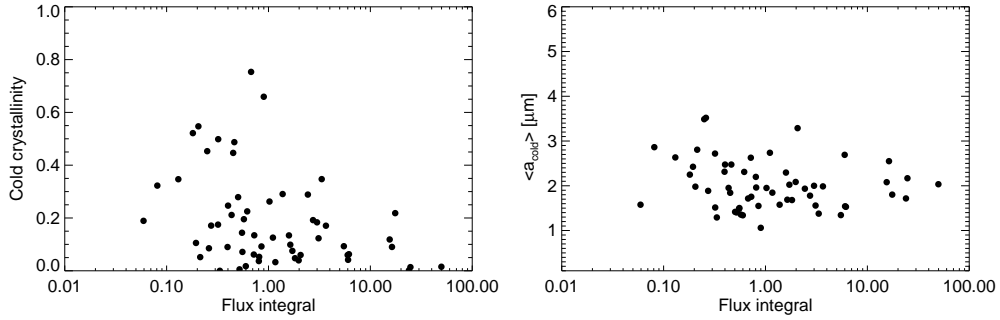


FIGURE A.3 – *Left panel* : Crystalline fraction for the cold component as a function of the integrated continuum subtracted flux in the range 22–35 μm (see text for details). *Right panel* : Same for the cold mean mass-averaged grain size.

cold component crystallinities and sizes discussed in previous subsection. The continuum may affect the model outputs in the following way : a high-flux continuum in the 20–30 μm spectral range leaves very little flux to be fitted under the spectrum, possibly leading to a composition with few large and/or featureless grains. A low-flux continuum could, on the other hand, lean toward large/featureless grains to fill the flux left. We therefore examine if (whether) such trends are present in the results of our B2C procedure (or not) for the cold component.

We quantify the level of continuum by integrating the continuum-subtracted spectra between 22 μm and 35 μm (x -axis on Fig. A.3). Low-flux continua have high integrated fluxes and are located on the right side of the plot in Fig. A.3, the high-flux continua being on the left side. The left panel of Fig. A.3 shows the crystalline fraction for the cold component, as a function of the integrated flux left once the continuum is subtracted. The trend low continuum – low crystalline fraction is visible for the highest integrated flux values. But the large dispersion for low integrated flux values indicates that no strong bias is introduced as we obtain cases with very high-flux continua but still with very low crystalline fractions. It remains that for the low-flux continua cases, we cannot possibly obtain very high crystalline fractions as a lot of flux needs to be filled to match the spectra. Indeed, amorphous grains are the best choice to fulfill this requirement, therefore diminishing the cold component crystalline fraction.

The influence of the continuum on the estimated mass-averaged grain size is shown on the right panel of Fig. A.3. A very weak and dispersed anti-correlation is found between the two parameters. We obtain a τ value of -0.12 with a significance probability $P = 0.17$, meaning that the adopted shape for the continuum is not strongly influencing the inferred mean grain size. The trend is mostly caused by a few low-flux continua objects modeled with large grains.

To conclude, the continuum estimation is a challenging problem for the cold component and its adopted shape will always have an impact on the results for the

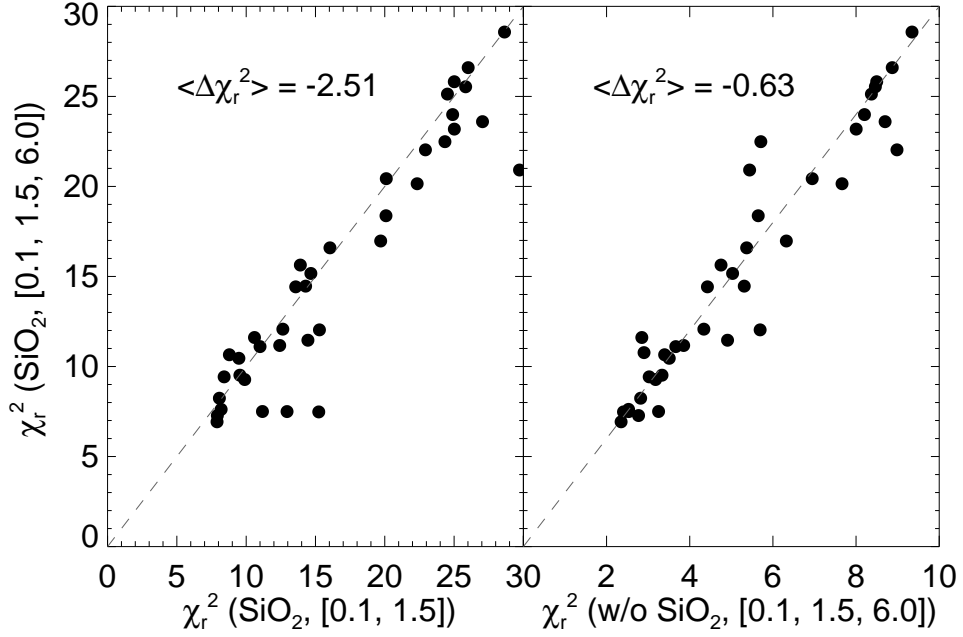


FIGURE A.4 – Change in reduced χ_r^2 values for fits with and without silica (*right panel*) and fits with two grain sizes (0.1 and 1.5 μm , *left panel*). The dashed line corresponds to $y = x$. The $\langle \Delta \chi_r^2 \rangle$ values correspond to the mean difference of reduced χ_r^2 between x-axis and y-axis simulations.

crystallinity and grain size at the same time. Still, we have checked that, statistically speaking, we are not introducing a strong and systematic bias with our simple, two free parameter continuum.

A.4.3 Importance of silica and necessity for large grains

Usually, Mg-rich silicates are considered for the dust mineralogy in proto-planetary disks (e.g. Henning & Meeus 2009). But both Olofsson et al. (2009) and Sargent et al. (2009) attribute some features in IRS spectra of young stars to silica (composition SiO_2). To gauge the importance of silica in our B2C compositional approach, we run the B2C model with and without silica. Many fits were improved adding silica in the dust population (as shown for one example in Fig. A.5, the 20–22 μm range being the spectral range where the improvement is the more noticeable). As can be seen on the right panel of Fig. A.4, showing the reduced χ_r^2 for simulations with and without silica, many fits are improved when silica is included, demonstrating the non-negligible importance of silica for our B2C model.

We have also critically examined the need for large, amorphous, 6.0 μm -sized

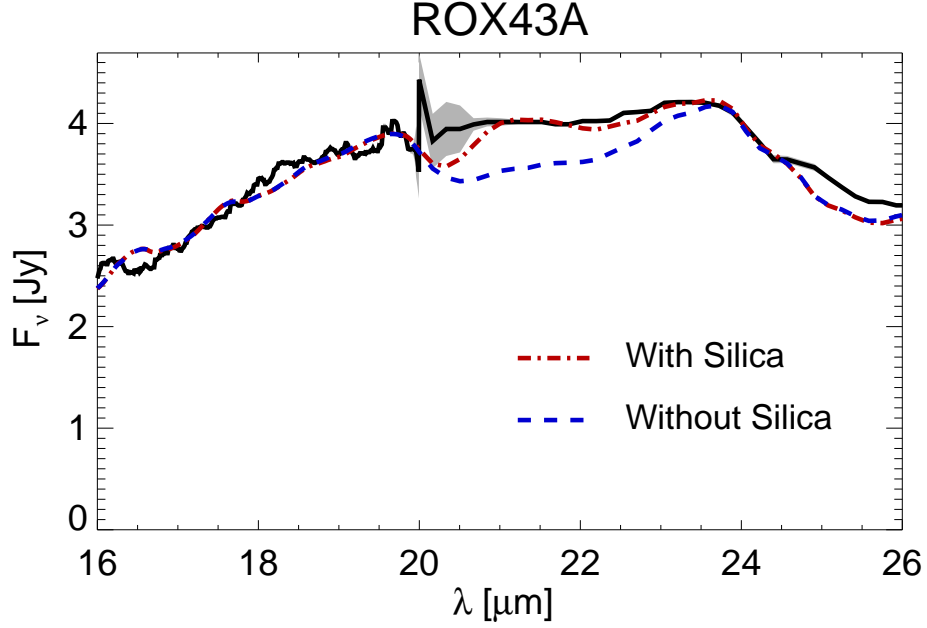


FIGURE A.5 – Blowup on the fit to the ROX43A spectrum, performed with silica (red dot-dashed line) and without (blue dashed line).

grains in the B2C model as they are almost featureless contrary to the 0.1 and 1.5 μm -sized grains. We therefore run the B2C procedure on the 58 same objects with only 0.1 and 1.5 μm -sized grains. Left panel of Fig. A.4 shows that the mean value of the reduced χ_r^2 for all the simulations is augmented by 2.50 when using only two grain sizes, showing that the majority of the fits are improved using three grain sizes instead of two.

One can also worry about the influence of the offset $O_{\nu,2}$ values on the inferred grain sizes. As a large offset value leads to larger flux below the continuum-subtracted spectrum, it may indeed favor larger grains. We therefore examined if there was any correlation between the fraction of large 6.0 μm -sized grains and the $O_{\nu,2}$ values, and we quantified these relations with correlation coefficients. Considering the warm large grains and the $O_{\nu,2}$ offsets, we find a τ value of 0.04 with a significance probability of $P = 0.69$. For the cold large grain fraction and the $O_{\nu,2}$ values, we obtain $\tau = -0.03$ and $P = 0.70$. This means that there is no significant influence of the offsets $O_{\nu,2}$ on the inferred grain sizes.

ANNEXE B

Tables

TABLE B.1: Characteristics of the observations

Starname	RA (J2000)	Dec (J2000)	Class	SpT	AOR Key	Obs. date	Modules
Perseus							
RNO 15	03h27m47.68s	30d12m04.3s	TTs (II)	-	0005633280	2004-08-30	SL, SH, LH
LkH α 325	03h28m52.22s	30d45m05.5s	CTTs (II)	K2 ^a	0015737600	2005-09-05	SL, LL
LkH α 270	03h29m17.66s	31d22m45.1s	TTs (II)	K2.5-K7	0005634048	2005-02-08	SL, SH, LH
LkH α 271	03h29m21.87s	31d15m36.3s	TTs (II)	K3-K5	0011827968	2005-02-10	SL, SH, LH
SSTc2d J033036.0+303024	03h30m35.94s	30d30m24.4s	II	-	0015737600	2005-09-05	SL, LL
SSTc2d J033037.0+303128	03h30m36.98s	30d31m27.7s	II	-	0015737600	2005-09-05	SL, LL
LkH α 326	03h30m44.05s	30d32m46.7s	TTs (II)	G-M0	0005634304	2005-02-10	SL, SH, LH
SSTc2d J033052.5+305418	03h30m52.58s	30d54m18.1s	II	-	0015737088	2005-09-05	SL, LL
SSTc2d J033241.7+311046	03h32m41.76s	31d10m46.6s	II	-	0015737344	2005-09-05	SL, LL
LkH α 327	03h33m30.41s	31d10m50.4s	TTs (II)	A9-K2	0005634560	2004-02-03	SL, SH, LH
SSTc2d J033341.3+311341	03h33m41.30s	31d13m41.6s	II	-	0015736832	2005-09-05	SL, LL
BD+31 634	03h41m39.20s	31d36m10.3s	HAeBe (II)	A8V	0015736320	2005-09-05	SL, LL
SSTc2d J034219.3+314327	03h42m19.31s	31d43m26.6s	II	-	0015736064	2005-09-05	SL, LL
IRAS 03406+3133	03h43m44.54s	31d43m09.1s	-	-	0015735296	2005-09-05	SL, LL
LkH α 330	03h45m48.29s	32d24m11.8s	CTTs (II)	G3	0005634816	2004-09-02	SL, SH, LH
IRAS 03446+3254	03h47m47.12s	33d04m03.4s	TTs (II)	-	0005635072	2004-09-29	SL, SH, LH
Taurus							
LkCa 8	04h24m57.08s	27d11m56.5s	CTTs (II)	M0	0009832960	2005-02-08	SH, LH
IQ Tau	04h29m51.56s	26d06m45.0s	WTs (II)	M0-M0.5	0009832704	2005-02-09	SH, LH
FX Tau	04h30m29.62s	24d26m45.1s	C+WTs (II)	M1-M4	0009832448	2005-02-10	SH, LH
V710 Tau	04h31m57.79s	18d21m36.3s	C+WTs (II)	M0.5-M3	0005636608	2004-09-29	SH, LH
RXJ0432.8+1735	04h32m53.23s	17d35m33.7s	TTs (II)	M2 ^b	0015917824	2005-09-09	SL, LL
DN Tau	04h35m27.37s	24d14m58.8s	CTTs (II)	M0	0009831936	2005-02-10	SH, LH

TABLE B.1: continued.

Starname	RA (J2000)	Dec (J2000)	Class	SpT	AOR Key	Obs. date	Modules
CoKu Tau 3	04h35m40.94s	24d11m08.6s	CTTs (II)	M1	0009831936	2005-02-10	SH, LH
CoKu Tau 4	04h41m16.79s	28d40m00.5s	CTTs (II)	M1.5	0005637888	2004-09-02	SH, LH
RR Tau	05h39m30.52s	26d22m27.0s	HAeBe (II)	B8-A5	0005638400	2004-09-28	SL, SH, LH
Chamaeleon							
SX Cha	10h55m59.74s	-77d24m39.9s	TTs (II)	M0.5	0005639424	2004-08-31	SH, LH
SY Cha	10h56m30.47s	-77d11m39.4s	TTs (II)	M0	0005639424	2004-08-31	SH, LH
TW Cha	10h59m01.10s	-77d22m40.80s	TTs (II)	K0-M0	0005639680	2004-09-01	SH, LH
B35	11h07m21.49s	-77d22m11.8s	CTTs (II)	M2	0005639680	2004-09-01	SH, LH
VW Cha	11h08m01.50s	-77d42m28.70s	CTTs (II)	K2-K7	0005639680	2004-09-01	SH, LH
Hn 9	11h09m18.16s	-76d30m29.2s	-	K4-M1 ^c	0009831168	2005-02-10	SL, LL
VZ Cha	11h09m23.80s	-76d23m20.7s	TTs (II)	K6-K7	0005640448	2004-09-02	SH, LH
WX Cha	11h09m58.75s	-77d37m08.9s	TTs (II)	K7-M0	0005640192	2004-09-01	SH, LH
ISO-Cha237	11h10m11.44s	-76d35m29.2s	TTs (II)	M0	0005640448	2004-09-02	SL, LL
C7-11	11h10m38.01s	-77d32m39.9s	TTs (II)	K3	0005640192	2004-09-01	SH, LH
HM27	11h10m49.62s	-77d17m51.7s	TTs (II)	K7	0005640192	2004-09-01	SH, LH
XX Cha	11h11m39.67s	-76d20m15.1s	TTs (II)	M1-M2	0005640448	2004-09-02	SH, LH
HD 98922	11h22m31.67s	-53d22m11.4s	HAeBe (II)	B9	0005640704	2004-01-04	SH, LH
HD 101412	11h39m44.46s	-60d10m27.7s	HAeBe (II)	B9.5	0005640960	2005-02-10	SL, SH, LH
T Cha	11h57m13.53s	-79d21m31.5s	TTs (II)	G2-K0	0005641216	2004-07-18	SH, LH
IRAS 12535-7623	12h57m11.78s	-76d40m11.5s	TTs (II)	M0	0011827456	2004-08-31	SH, LH
ISO-ChaII 13	12h58m06.70s	-77d09m09.5s	BD (II)	-	0015918592	2005-09-13	SL, LL
RXJ1301.0-7654	13h00m53.23s	-76d54m15.2s	-	K1 ^d	0009830656	2005-03-12	SL, LL
Sz50	13h00m55.37s	-77d10m22.2s	TTs (II)	K7-M3	0011827456	2004-08-31	SH, LH
ISO-ChaII 54	13h00m59.20s	-77d14m02.7s	TTs (II)	K3	0015735040	2005-08-13	SL, SH, LL
Sz52	13h04m24.90s	-77d52m30.3s	-	-	0018215168	2006-07-03	SL, LL

TABLE B.1: continued.

Starname	RA (J2000)	Dec (J2000)	Class	SpT	AOR Key	Obs. date	Modules
Sz62	13h09m50.66s	-77d57m24.0s	-	M2 ^e	0009830400	2005-03-12	SL, LL
Lupus							
HT Lup	15h45m12.87s	-34d17m30.6s	TTs (II)	K2	0005643264	2004-08-30	SL, SH, LH
GW Lup	15h46m44.68s	-34d30m35.4s	TTs (II)	M2-M4	0005643520	2004-08-30	SL, SH, LH
HM Lup	15h47m50.63s	-35d28m35.4s	TTs (II)	M4	0005643776	2004-08-30	SL, LL
Sz73	15h47m56.98s	-35d14m35.1s	TTs (II)	K2-M	0005644032	2004-08-30	SL, SH, LH
GQ Lup	15h49m12.10s	-35d39m05.0s	TTs (II)	K7-M0	0005644032	2004-08-30	SL, SH, LH
Sz76	15h49m30.74s	-35d49m51.4s	-	M1 ^f	0015916288	2005-09-09	SL, LL
IM Lup	15h56m09.20s	-37d56m06.4s	TTs (II)	M0	0005644800	2004-08-30	SL, SH, LH
RU Lup	15h56m42.31s	-37d49m15.5s	CTTs (II)	K3-M0	0005644800	2004-08-30	SL, SH, LH
Sz84	15h58m02.50s	-37d36m02.8s	-	M5.5 ^g	0005644288	2004-03-25	SL, LL
RY Lup	15h59m28.39s	-40d21m51.2s	TTs (II)	K0-K4	0005644544	2004-08-30	SL, SH, LH
EX Lup	16h03m05.50s	-40d18m24.9s	TTs (II)	M0	0005645056	2004-08-30	SL, SH, LH
RXJ1603.2-3239	16h03m11.81s	-32d39m20.2s	TTs (II)	K7 ^g	0015917312	2005-09-09	SL, LL
Sz96	16h08m12.62s	-39d08m33.4s	-	M1.5 ^f	0016755200	2006-03-15	SL, LL
Sz102	16h08m29.70s	-39d03m11.2s	TTs (II)	M0	0009407488	2004-03-25	SL, SH, LH
SSTc2d J161159.8-382338	16h11m59.81s	-38d23m37.5s	II	-	0015737856	2005-08-14	SL, LL
RXJ1615.3-3255	16h15m20.23s	-32d55m05.1s	TTs (II)	K5 ^h	0015916800	2005-09-09	SL, LL
Ophiuchus							
AS 205	16h11m31.35s	-18d38m26.1s	TTs (II)	K5	0005646080	2004-08-28	SL, SH, LH
Haro 1-1	16h21m34.69s	-26d12m27.0s	CTTs (II)	K5-K7	0009833472	2005-03-12	SL, SH, LH
SSTc2d J162148.5-234027	16h21m48.49s	-23d40m27.4s	II	-	0015920897	2006-03-15	SL, LL
SSTc2d J162221.0-230403	16h22m21.01s	-23d04m02.6s	I	-	0015920897	2006-03-15	SL, LL
SSTc2d J162245.4-243124	16h22m45.40s	-24d31m23.9s	II	-	0015920641	2006-03-15	SL, LL
SSTc2d J162332.8-225847	16h23m32.85s	-22d58m46.9s	II	-	0015920641	2006-03-15	SL, LL

TABLE B.1: continued.

Starname	RA (J2000)	Dec (J2000)	Class	SpT	AOR Key	Obs. date	Modules
Haro 1-4	16h25m10.51s	-23d19m14.5s	TTs (II)	K4-K6	0009833216	2005-03-12	SH, LH
VSSG1	16h26m18.86s	-24d28m19.7s	TTs (II)	-	0005647616	2004-08-28	SH, LH
DoAr 24E	16h26m23.38s	-24d21m00.1s	TTs (II)	K0-K1	0005647616	2004-08-28	SH, LH
DoAr 25	16h26m23.68s	-24d43m14.00s	TTs (II)	K5 ⁱ	0012663808	2005-08-12	SH, LH
GY23	16h26m24.06s	-24d24m48.1s	TTs (II)	K5-M2 ^j	0005647616	2004-08-28	SH, LH
SR 21	16h27m10.28s	-24d19m12.5s	TTs (II)	F4-G2.5	0005647616	2004-08-28	SH, LH
SSTc2d J162715.1-245139	16h27m15.14s	-24d51m38.9s	II	-	0016754688	2006-03-15	SL, LL
SR 9	16h27m40.27s	-24d22m04.0s	TTs (II)	K5-M2	0012027392	2004-09-02	SH, LH
SSTc2d J162816.7-240514	16h28m16.73s	-24d05m14.3s	II	-	0016754944	2006-03-15	SL, LL
V853Oph	16h28m45.28s	-24d28m19.0s	TTs (II)	M1.5	0012408576	2005-03-12	SH, LH
ROX42C	16h31m15.75s	-24d34m02.1s	TTs (II)	K4-K6	0006369792	2005-03-12	SH, LH
ROX43A	16h31m20.13s	-24d30m05.1s	TTs (II)	G0	0015914496	2005-09-09	SH, LH
IRS60	16h31m30.89s	-24d24m39.7s	-	-	0006370048	2005-09-09	SH, LH
Haro 1-16	16h31m33.47s	-24d27m37.1s	TTs (II)	K2-K3	0012664064	2005-09-09	SH, LH
Haro 1-17	16h32m21.94s	-24d42m14.7s	TTs (II)	M2.5	0011827712	2004-08-29	SL, SH, LH
RNO 90	16h34m09.20s	-15d48m16.80s	TTs (II)	G5	0005650432	2004-08-28	SL, SH, LH
Wa Oph 6	16h48m45.63s	-14d16m35.96s	TTs (II)	K7	0005650688	2006-03-15	SL, SH, LH
V1121 Oph	16h49m15.31s	-14d22m08.6s	CTTs (II)	K5	0005650688	2006-03-15	SL, SH, LH
HD 163296	17h56m21.29s	-21d57m21.9s	HAeBe (II)	A0-A2	0005650944	2004-08-28	SH, LH
Serpens							
VV Ser	18h28m47.86s	0d08m39.8s	HAeBe (II)	B1-A3	0005651200	2004-09-01	SL, SH, LH
SSTc2d J182850.2+00950	18h28m50.21s	0d09m49.6s	II	M2 ^k	0013461505	2006-04-21	SL, LL
SSTc2d J182900.9+02931	18h29m00.90s	0d29m31.5s	II	-	0013210112	2005-04-17	SL, SH, LL
SSTc2d J182901.2+02933	18h29m01.20s	0d29m33.2s	II	M0.5 ^k	0013461505	2006-04-21	SL, LL
SSTc2d J182901.8+02954	18h29m01.80s	0d29m54.3s	II	K7 ^k	0013210112	2005-04-17	SL, SH, LL

TABLE B.1: continued.

Starname	RA (J2000)	Dec (J2000)	Class	SpT	AOR Key	Obs. date	Modules
SSTc2d J182909.8+03446	18h29m09.80s	0d34m45.8s	-	M5	0013210624	2005-04-14	SL, SH, LL
SSTc2d J182928.2+02257	18h29m28.24s	-0d22m57.4s	II	-	0013210368	2005-04-14	SL, SH, LL
EC69	18h29m54.35s	1d15m01.8s	II	-	0009407232	2004-03-27	SL, LL
EC82	18h29m56.89s	1d14m46.5s	TTs (II)	M0	0009407232	2004-03-27	SL, SH, LH
EC90	18h29m57.75s	1d14m05.9s	TTs (II)	-	0009828352	2004-09-01	SL, SH, LH
EC92	18h29m57.88s	1d12m51.6s	TTs (II)	K7-M2	0009407232	2004-03-27	SL, SH, LH
CK4	18h29m58.21s	1d15m21.7s	TTs (II)	K3	0009407232	2004-03-27	SL, SH, LH
LkH α 348	18h34m12.65s	-0d26m21.7s	TTs (II)	F6	0009831424	2006-04-16	SL,SH, LH
BF Ori	05h37m13.26s	-6d35m00.6s	HAeBe (II)	A5-F6	0005638144	2004-10-03	SL, SH, LH
IRAS 08267-3336	08h28m40.70s	-33d46m22.3s	TTs (II)	K2-K3	0005639168	2004-11-11	SL, SH, LH
HD 135344	15h15m48.44s	-37d09m16.0s	HAeBe (II)	A0-F4	0005657088	2004-08-08	SH, LH

Where reference for spectral type is not indicated, it comes from Lahuis et al. (2007), the third paper in the series of four c2d articles on IRS observations of TTauri stars. a) Herbig & Bell (1988), b) Wichmann et al. (1996), c) Lawson et al. (1996), d) Alcalá et al. (1995), e) Hughes & Hartigan (1992), f) Chen et al. (1997), g) Krautter et al. (1997), h) Padgett et al. (2006), i) Andrews & Williams (2007), j) Kessler-Silacci et al. (2006), k) Oliveira et al. (2009)

TABLE B.2: Signal-to-noise ratios for detections of crystalline silicate features, amorphous silicate 10 μm feature and silica.

Starname	9.2	10.0	11.3	12.5	16.2	21.6	C23	25.0	C28	33.6
RNO 15	-	871	-	-	-	-	-	-	-	-
LkHA 325	39	599	-	-	-	-	35	-	39	40
LkHA 270	22	109	-	-	-	-	108	-	-	-
LkHA 271	-	106	-	13	-	-	-	-	-	-
SSTc2d J033036.0+303024	192	1136	-	36	86	-	186	-	162	195
SSTc2d J033037.0+303128	-	330	-	-	-	-	-	-	33	-
LkHA 326	43	242	-	39	94	47	101	90	140	-
SSTc2d J033052.5+305418	-	307	-	8	-	-	14	10	22	-
SSTc2d J033241.7+311046	-	302	-	-	-	62	36	-	81	-
LkHA 327	-	105	-	19	-	-	141	-	-	198
SSTc2d J033341.3+311341	-	-	45	25	-	-	35	-	60	-
SSTc2d J034219.3+314327	-	171	-	8	-	-	21	-	36	-
IRAS 03406+3133	-	301	-	34	-	-	87	55	72	88
LkHA 330	-	247	57	-	-	-	-	-	-	-
IRAS 03446+3254	-	-	-	-	34	-	-	5	-	-
LkCa 8	-	-	-	-	-	-	154	64	-	-
IQ Tau	-	-	-	-	-	-	-	-	97	-
FX Tau	-	-	-	-	75	-	116	-	-	-
V710 Tau	58	293	-	-	28	35	23	-	27	-
RXJ0432.8+1735	-	-	-	-	-	-	4	-	-	-
DN Tau	-	-	-	79	-	-	-	-	-	-
CoKu Tau 3	-	-	-	-	50	-	-	-	-	-
CoKu Tau 4	-	72	-	-	-	-	-	-	-	164
SX Cha	-	683	-	-	-	-	227	-	122	-
SY Cha	-	-	230	-	-	-	216	-	228	-
TW Cha	-	349	-	-	-	-	18	17	17	-
B35	-	96	8	10	-	-	15	-	-	15
VW Cha	-	511	-	20	42	82	47	34	75	88
Hn 9	-	395	-	-	-	-	26	10	22	31
VZ Cha	-	259	-	-	-	21	16	-	18	-
WX Cha	-	444	-	-	21	-	27	24	14	-
ISO-Cha237	-	123	12	-	-	-	-	-	-	-
C7-11	31	203	-	7	-	-	21	14	25	58
HM 27	-	339	-	-	-	41	101	-	-	-
XX Cha	45	230	-	16	-	-	26	-	27	-
T Cha	-	-	27	-	-	-	-	-	-	-
IRAS 12535-7623	-	438	-	-	16	-	23	11	23	13
ISO-ChaII 13	-	-	43	5	-	-	57	-	55	33
RXJ1301.0-7654	-	806	-	-	-	70	66	48	25	-

TABLE B.2: continued.

Starname	9.2	10.0	11.3	12.5	16.2	21.6	C23	25.0	C28	33.6
Sz50	-	108	-	-	24	57	44	-	27	-
ISO-ChaII 54	-	-	171	-	69	-	258	-	371	409
Sz52	-	147	-	27	-	-	81	36	43	65
Sz62	-	171	-	27	-	17	13	14	33	-
HT Lup	-	699	-	-	-	-	-	-	-	-
GW Lup	-	145	-	4	-	-	13	11	-	26
HM Lup	-	313	-	-	-	-	16	-	-	-
Sz73	-	443	-	9	73	-	46	-	71	-
GQ Lup	31	360	-	-	-	-	20	23	34	-
Sz76	-	83	-	-	4	-	4	3	8	-
IM Lup	65	803	-	-	-	-	34	-	42	-
RU Lup	-	446	-	25	-	-	95	-	157	94
RY Lup	-	1690	-	-	-	-	52	-	78	-
EX Lup	-	856	-	-	-	-	79	55	-	59
RXJ1603.2-3239	-	-	-	-	-	-	14	-	-	14
Sz96	-	849	-	-	25	33	64	-	72	107
Sz102	-	231	-	34	-	-	-	-	-	-
SSTc2d J161159.8-382338	-	187	-	3	21	-	24	-	24	46
RXJ1615.3-3255	16	226	-	6	9	-	13	-	18	-
AS 205	-	796	-	-	-	-	-	-	-	-
Haro 1-1	-	551	-	-	-	-	20	-	39	-
SSTc2d J162148.5-234027	-	253	37	18	-	-	62	26	52	189
SSTc2d J162221.0-230403	-	121	-	1	-	-	-	-	-	-
SSTc2d J162245.4-243124	-	408	-	-	87	-	103	-	-	83
SSTc2d J162332.8-225847	-	193	-	17	14	-	12	-	-	-
Haro 1-4	-	304	-	8	-	-	-	-	-	505
VSSG1	-	-	-	12	-	-	37	26	40	-
DoAr 24E	-	-	100	-	23	-	20	-	37	-
DoAr25	-	-	84	-	-	-	86	-	103	258
GY23	-	-	81	-	41	-	23	8	49	-
SR 21	-	-	103	19	-	-	-	-	-	-
SSTc2d J162715.1-245139	-	172	22	-	-	-	39	-	34	-
SR 9	-	715	-	-	-	-	17	-	39	32
SSTc2d J162816.7-240514	19	-	83	-	13	-	69	-	54	63
V853Oph	-	-	-	-	-	-	78	-	80	-
ROX42C	130	278	-	25	57	-	76	-	89	-
ROX43A	175	2574	-	-	223	-	307	-	306	274
IRS60	-	405	-	-	-	-	26	3	35	86
Haro 1-16	-	1248	-	-	-	-	35	-	63	-
Haro 1-17	55	374	-	-	-	-	21	-	20	25
RNO 90	-	520	-	-	-	-	39	40	-	-

TABLE B.2: continued.

Starname	9.2	10.0	11.3	12.5	16.2	21.6	C23	25.0	C28	33.6
Wa Oph 6	64	374	132	41	-	-	73	-	90	-
V1121 Oph	-	2663	-	-	-	-	177	-	161	-
SSTc2d J182850.2+00950	-	379	-	-	-	-	41	54	50	-
SSTc2d J182900.9+02931	-	313	-	-	-	-	25	16	39	34
SSTc2d J182901.2+02933	-	-	26	15	19	-	10	-	30	-
SSTc2d J182901.8+02954	-	-	18	-	-	32	18	9	43	40
SSTc2d J182909.8+03446	-	852	-	-	-	-	-	-	-	-
SSTc2d J182928.2+02257	141	1136	-	-	-	-	54	-	108	-
EC82	-	2618	-	-	-	-	-	-	-	-
EC90	46	-	-	-	113	-	193	-	-	148
CK4	-	305	-	-	-	-	-	-	-	-
LkHA 348	-	475	-	-	-	-	-	-	-	-

TABLE B.3: Shape and strength values for the $10\mu\text{m}$ amorphous feature and C23 crystalline complex. Flaring indices F_{30}/F_{13} are presented in the last column.

Starname	$S_{11.3}/S_{9.8}$	$S_{\text{Peak}}^{10\mu\text{m}}$	S_{24}/S_{23}	$S_{\text{Peak}}^{23\mu\text{m}}$	F_{30}/F_{13}
RNO 15	0.92	1.45	-	-	1.13
LkHA 325	0.98	1.51	-	-	1.10
LkHA 270	1.01	1.11	0.51	9.83	1.59
LkHA 271	0.98	1.26	-	-	2.54
SSTc2d J033036.0+303024	1.05	1.94	0.90	1.19	1.22
SSTc2d J033037.0+303128	0.99	1.32	-	-	0.97
LkHA 326	1.01	1.19	1.02	1.09	2.88
SSTc2d J033052.5+305418	0.97	1.71	0.85	1.18	1.60
SSTc2d J033241.7+311046	0.94	1.65	1.30	1.30	1.55
LkHA 327	1.06	1.12	0.22	6.60	1.23
SSTc2d J033341.3+311341	-	-	0.98	1.06	2.01
SSTc2d J034219.3+314327	1.05	1.50	0.93	1.12	1.44
IRAS 03406+3133	1.08	1.49	0.77	1.33	1.36
LkHA 330	0.99	1.32	-	-	11.74
IRAS 03446+3254	-	-	-	-	3.21
LkCa 8	-	-	0.92	1.73	2.28
IQ Tau	-	-	-	-	1.63
FX Tau	-	-	0.46	6.67	1.87
V710 Tau	0.96	1.35	0.99	1.05	1.41
RXJ0432.8+1735	-	-	0.95	1.23	1.57
DN Tau	-	-	-	-	1.77
CoKu Tau 3	-	-	-	-	1.05
CoKu Tau 4	0.98	1.26	-	-	16.96
SX Cha	0.86	1.68	0.85	2.41	1.72
SY Cha	-	-	0.50	6.51	2.16
TW Cha	0.73	2.81	0.69	1.56	2.07
B35	0.92	1.52	1.00	1.06	2.39
VW Cha	0.96	1.59	0.94	1.07	2.08
Hn 9	0.95	1.57	0.94	1.09	1.54
VZ Cha	0.94	1.40	0.71	1.52	1.03
WX Cha	0.93	1.64	0.70	1.55	0.99
ISO-Cha237	0.94	1.38	-	-	1.09
C7-11	1.04	1.43	0.98	1.04	1.51
HM 27	0.85	1.60	0.96	1.14	2.03
XX Cha	0.92	1.46	0.97	1.06	1.70
T Cha	-	-	-	-	8.26
IRAS 12535-7623	0.95	1.75	0.69	1.47	1.06
ISO-ChaII 13	-	-	0.98	1.20	0.84

TABLE B.3: continued.

Starname	$S_{11.3}/S_{9.8}$	$S_{\text{Peak}}^{10\mu\text{m}}$	S_{24}/S_{23}	$S_{\text{Peak}}^{23\mu\text{m}}$	F_{30}/F_{13}
RXJ1301.0-7654	0.84	1.87	0.89	1.40	1.62
Sz50	0.99	1.28	0.98	1.09	2.31
ISO-ChaII 54	-	-	0.94	1.21	2.54
Sz52	0.97	1.47	-	-	1.22
Sz62	1.08	1.51	0.93	1.14	1.17
HT Lup	0.96	1.38	-	-	1.53
GW Lup	0.90	1.43	0.92	1.27	1.56
HM Lup	0.88	1.70	0.97	1.04	1.78
Sz73	0.98	1.34	0.97	1.04	2.30
GQ Lup	0.96	1.31	0.97	1.04	2.04
Sz76	0.82	1.58	0.95	1.08	2.31
IM Lup	0.89	1.64	0.93	1.17	1.85
RU Lup	0.98	1.54	0.94	1.07	1.94
RY Lup	0.69	2.82	0.99	1.09	3.92
EX Lup	0.76	1.89	0.74	1.41	1.56
RXJ1603.2-3239	-	-	0.42	2.39	2.74
Sz96	0.84	2.34	0.93	1.13	1.61
Sz102	0.90	2.02	-	-	3.95
SSTc2d J161159.8-382338	0.92	2.26	0.94	1.15	1.81
RXJ1615.3-3255	1.14	3.06	1.03	1.08	6.52
AS 205	0.90	1.60	-	-	1.76
Haro 1-1	0.72	2.87	1.00	1.02	4.70
SSTc2d J162148.5-234027	1.02	1.63	0.96	1.10	3.77
SSTc2d J162221.0-230403	0.82	2.66	-	-	5.69
SSTc2d J162245.4-243124	1.03	1.81	0.97	1.06	3.20
SSTc2d J162332.8-225847	1.00	2.49	1.00	1.19	1.77
Haro 1-4	1.05	1.85	-	-	2.44
VSSG1	-	-	0.83	1.21	1.06
DoAr 24E	-	-	0.96	1.09	1.92
DoAr25	-	-	0.93	1.04	3.31
GY23	-	-	0.84	1.20	1.01
SR 21	-	-	-	-	10.85
SSTc2d J162715.1-245139	0.86	2.04	0.96	1.08	3.98
SR 9	0.77	2.53	0.84	1.22	2.66
SSTc2d J162816.7-240514	-	-	0.93	1.15	1.19
V853Oph	-	-	0.99	1.06	1.69
ROX42C	0.95	1.48	0.97	1.07	1.90
ROX43A	0.87	2.65	0.92	1.16	1.68
IRS60	0.98	1.44	0.98	1.07	1.69
Haro 1-16	0.72	3.11	0.89	1.13	4.30
Haro 1-17	0.98	1.55	0.88	1.19	1.96

TABLE B.3: continued.

Starname	$S_{11.3}/S_{9.8}$	$S_{\text{Peak}}^{10\mu m}$	S_{24}/S_{23}	$S_{\text{Peak}}^{23\mu m}$	F_{30}/F_{13}
RNO 90	0.92	1.47	0.79	1.31	1.75
Wa Oph 6	1.04	1.23	0.98	1.05	1.66
V1121 Oph	0.85	2.23	1.02	1.20	1.87
SSTc2d J182850.2+00950	0.90	1.67	0.86	1.38	1.85
SSTc2d J182900.9+02931	0.98	1.27	0.89	1.15	1.75
SSTc2d J182901.2+02933	-	-	1.03	1.07	1.45
SSTc2d J182901.8+02954	-	-	0.90	1.11	1.46
SSTc2d J182909.8+03446	0.92	1.83	-	-	0.78
SSTc2d J182928.2+02257	1.21	1.71	1.01	1.08	1.14
EC82	0.73	3.29	-	-	3.33
EC90	-	-	0.97	1.21	1.61
CK4	0.92	1.50	-	-	2.47
LkHA 348	1.03	1.24	-	-	0.66

TABLE B.4: Dust composition derived using the "B2C" procedure for 58 objects from our sample. For each star, first line corresponds to the $0.1\ \mu\text{m}$ grain abundances, second line corresponds to $1.5\ \mu\text{m}$ grain abundances and the third line corresponds to the $6.0\ \mu\text{m}$ grain abundances.

Starname	Size	Warm component				Cold component			
		Am %	For %	Ens %	Sil %	Am %	For %	Ens %	%
AS 205	$0.1\ \mu\text{m}$	$7.0^{+1.4}_{-0.9}$	$1.5^{+0.8}_{-0.7}$	$0.8^{+0.7}_{-0.0}$	$0.0^{+0.3}_{-0.0}$	$27.3^{+2.1}_{-3.2}$	$1.5^{+1.0}_{-0.9}$	$0.0^{+0.7}_{-0.0}$	$0.1^{+0.7}_{-0.0}$
	$1.5\ \mu\text{m}$	$47.6^{+3.0}_{-3.6}$	$5.1^{+2.0}_{-1.2}$	$3.3^{+2.0}_{-1.8}$	$0.0^{+0.6}_{-0.0}$	$50.2^{+4.5}_{-5.0}$	$0.0^{+0.9}_{-0.0}$	$0.0^{+0.9}_{-0.0}$	$0.0^{+1.3}_{-0.0}$
	$6.0\ \mu\text{m}$	$16.3^{+2.2}_{-2.6}$	$0.0^{+0.0}_{-0.0}$	$0.0^{+0.0}_{-0.0}$	$18.5^{+1.9}_{-2.9}$	$9.3^{+2.5}_{-1.6}$	$0.0^{+0.0}_{-0.0}$	$0.0^{+0.0}_{-0.0}$	$11.6^{+5.2}_{-3.6}$
B35	$0.1\ \mu\text{m}$	$32.4^{+7.5}_{-7.1}$	$0.7^{+1.3}_{-0.0}$	$0.3^{+1.8}_{-0.0}$	$0.0^{+2.4}_{-0.0}$	$23.5^{+2.7}_{-2.6}$	$0.0^{+0.7}_{-0.0}$	$0.0^{+0.9}_{-0.0}$	$0.0^{+1.3}_{-0.0}$
	$1.5\ \mu\text{m}$	$54.1^{+4.5}_{-4.5}$	$0.0^{+2.5}_{-0.0}$	$0.5^{+1.3}_{-0.0}$	$0.0^{+1.7}_{-0.0}$	$50.0^{+6.6}_{-11.1}$	$3.7^{+1.8}_{-2.1}$	$0.0^{+1.2}_{-0.0}$	$0.0^{+0.9}_{-0.0}$
	$6.0\ \mu\text{m}$	$8.8^{+1.7}_{-0.0}$	$0.0^{+0.0}_{-0.0}$	$0.0^{+0.0}_{-0.0}$	$3.3^{+1.7}_{-0.0}$	$5.3^{+1.3}_{-1.1}$	$0.0^{+0.0}_{-0.0}$	$0.0^{+0.0}_{-0.0}$	$17.5^{+4.2}_{-4.5}$
BD+31 634	$0.1\ \mu\text{m}$	$16.6^{+2.2}_{-1.2}$	$2.0^{+1.5}_{-0.0}$	$0.0^{+0.4}_{-0.0}$	$0.0^{+0.6}_{-0.0}$	$56.1^{+4.3}_{-4.4}$	$0.0^{+0.8}_{-0.0}$	$0.0^{+0.7}_{-0.0}$	$0.0^{+1.3}_{-0.0}$
	$1.5\ \mu\text{m}$	$56.9^{+4.6}_{-6.2}$	$6.9^{+3.6}_{-3.2}$	$0.0^{+1.3}_{-0.0}$	$2.4^{+1.5}_{-1.4}$	$31.1^{+3.0}_{-2.4}$	$0.0^{+0.6}_{-0.0}$	$0.0^{+0.6}_{-0.0}$	$0.0^{+0.6}_{-0.0}$
	$6.0\ \mu\text{m}$	$7.0^{+1.5}_{-0.0}$	$0.0^{+0.0}_{-0.0}$	$0.0^{+0.0}_{-0.0}$	$8.2^{+1.4}_{-2.0}$	$7.2^{+1.2}_{-0.5}$	$0.0^{+0.0}_{-0.0}$	$0.0^{+0.0}_{-0.0}$	$5.6^{+1.4}_{-0.8}$
C7-11	$0.1\ \mu\text{m}$	$28.1^{+7.8}_{-5.5}$	$4.4^{+2.3}_{-2.0}$	$1.9^{+2.9}_{-0.0}$	$2.6^{+2.6}_{-1.1}$	$13.3^{+2.5}_{-4.0}$	$1.1^{+4.5}_{-1.2}$	$7.1^{+1.8}_{-4.6}$	$0.1^{+1.2}_{-0.0}$
	$1.5\ \mu\text{m}$	$40.6^{+5.2}_{-7.0}$	$1.3^{+3.2}_{-0.5}$	$11.5^{+3.4}_{-3.8}$	$0.0^{+2.4}_{-0.0}$	$27.7^{+5.0}_{-9.9}$	$33.2^{+10.1}_{-17.1}$	$3.3^{+4.5}_{-2.6}$	$0.0^{+2.7}_{-0.0}$
	$6.0\ \mu\text{m}$	$9.5^{+1.4}_{-1.1}$	$0.0^{+0.0}_{-0.0}$	$0.0^{+0.0}_{-0.0}$	$0.0^{+2.3}_{-0.0}$	$6.1^{+1.5}_{-1.7}$	$0.0^{+0.0}_{-0.0}$	$0.0^{+0.0}_{-0.0}$	$8.2^{+2.2}_{-3.5}$
CK4	$0.1\ \mu\text{m}$	$9.4^{+9.6}_{-0.0}$	$1.8^{+1.8}_{-0.0}$	$0.0^{+2.7}_{-0.0}$	$0.0^{+0.7}_{-0.0}$	$16.3^{+1.2}_{-2.8}$	$1.8^{+0.9}_{-0.9}$	$0.0^{+1.1}_{-0.0}$	$0.0^{+0.7}_{-0.0}$
	$1.5\ \mu\text{m}$	$76.3^{+5.3}_{-11.0}$	$2.7^{+5.5}_{-0.0}$	$0.0^{+4.8}_{-0.0}$	$0.0^{+1.4}_{-0.0}$	$61.2^{+4.2}_{-8.4}$	$0.0^{+1.0}_{-0.0}$	$2.1^{+1.8}_{-1.0}$	$0.0^{+1.5}_{-0.0}$
	$6.0\ \mu\text{m}$	$9.7^{+3.4}_{-0.0}$	$0.0^{+0.0}_{-0.0}$	$0.0^{+0.0}_{-0.0}$	$0.0^{+0.7}_{-0.0}$	$13.0^{+2.4}_{-1.6}$	$0.0^{+0.0}_{-0.0}$	$0.0^{+0.0}_{-0.0}$	$5.7^{+1.6}_{-2.3}$
EC82	$0.1\ \mu\text{m}$	$35.1^{+3.3}_{-2.3}$	$5.7^{+6.9}_{-0.0}$	$0.0^{+1.4}_{-0.0}$	$0.0^{+0.9}_{-0.0}$	$38.0^{+2.4}_{-1.7}$	$0.2^{+0.2}_{-0.0}$	$0.0^{+1.1}_{-0.0}$	$0.0^{+1.3}_{-0.0}$
	$1.5\ \mu\text{m}$	$26.3^{+3.1}_{-1.6}$	$16.0^{+3.3}_{-1.9}$	$6.0^{+2.0}_{-0.0}$	$0.0^{+1.0}_{-0.0}$	$45.1^{+3.0}_{-2.1}$	$0.0^{+0.4}_{-0.0}$	$0.0^{+1.4}_{-0.0}$	$0.0^{+1.1}_{-0.0}$
	$6.0\ \mu\text{m}$	$0.0^{+1.3}_{-0.0}$	$0.0^{+0.0}_{-0.0}$	$0.0^{+0.0}_{-0.0}$	$10.8^{+2.1}_{-0.0}$	$16.7^{+1.9}_{-2.0}$	$0.0^{+0.0}_{-0.0}$	$0.0^{+0.0}_{-0.0}$	$0.0^{+1.1}_{-0.0}$

TABLE B.4: continued.

Starname	Size	Warm component				Cold component			
		Am %	For %	Ens %	Sil %	Am %	For %	Ens %	%
GQ Lup	0.1 μm	1.9 ^{+4.0} _{-0.0}	2.4 ^{+1.4} _{-0.0}	1.6 ^{+1.3} _{-0.8}	0.0 ^{+0.5} _{-0.0}	10.8 ^{+9.4} _{-3.8}	14.3 ^{+3.7} _{-6.7}	0.0 ^{+3.5} _{-0.0}	10.9 ^{+3.8} _{-6.5}
...	1.5 μm	50.6 ^{+4.9} _{-9.7}	5.0 ^{+2.8} _{-3.6}	7.0 ^{+3.9} _{-3.1}	4.5 ^{+3.5} _{-2.3}	20.7 ^{+4.4} _{-7.7}	0.0 ^{+10.7} _{-4.2}	14.8 ^{+6.2} _{-4.2}	15.7 ^{+15.0} _{-9.2}
...	6.0 μm	23.7 ^{+4.8} _{-6.5}	0.0 ^{+0.0} _{-0.0}	0.0 ^{+0.0} _{-0.0}	3.2 ^{+5.4} _{-0.7}	10.7 ^{+3.6} _{-2.8}	0.0 ^{+0.0} _{-0.0}	0.0 ^{+0.0} _{-0.0}	2.2 ^{+2.5} _{-1.5}
GW Lup	0.1 μm	7.0 ^{+2.7} _{-1.3}	2.2 ^{+1.8} _{-0.0}	0.0 ^{+0.7} _{-0.0}	0.0 ^{+0.6} _{-0.0}	0.0 ^{+3.8} _{-0.0}	27.4 ^{+8.6} _{-8.5}	0.0 ^{+2.4} _{-0.0}	0.0 ^{+2.9} _{-0.0}
...	1.5 μm	24.3 ^{+4.3} _{-7.2}	7.2 ^{+5.2} _{-2.0}	7.1 ^{+5.1} _{-3.4}	0.0 ^{+1.4} _{-0.0}	0.0 ^{+2.5} _{-0.0}	0.0 ^{+10.6} _{-4.6}	17.9 ^{+6.2} _{-4.6}	2.0 ^{+8.6} _{-0.0}
...	6.0 μm	52.2 ^{+8.1} _{-4.8}	0.0 ^{+0.0} _{-0.0}	0.0 ^{+0.0} _{-0.0}	0.0 ^{+6.8} _{-0.0}	52.7 ^{+12.9} _{-12.7}	0.0 ^{+0.0} _{-0.0}	0.0 ^{+0.0} _{-0.0}	0.0 ^{+8.2} _{-0.0}
HM 27	0.1 μm	63.2 ^{+12.0} _{-10.5}	3.3 ^{+2.1} _{-2.1}	2.6 ^{+4.1} _{-0.0}	0.0 ^{+1.1} _{-0.0}	26.7 ^{+5.6} _{-5.3}	0.0 ^{+0.9} _{-0.0}	0.6 ^{+1.3} _{-0.0}	0.0 ^{+1.7} _{-0.0}
...	1.5 μm	18.9 ^{+2.8} _{-0.0}	1.3 ^{+1.6} _{-0.0}	5.6 ^{+6.0} _{-1.9}	0.0 ^{+0.8} _{-0.0}	52.0 ^{+12.7} _{-8.4}	7.8 ^{+3.4} _{-2.4}	0.8 ^{+2.3} _{-0.0}	2.5 ^{+2.4} _{-1.3}
...	6.0 μm	5.0 ^{+1.4} _{-0.0}	0.0 ^{+0.0} _{-0.0}	0.0 ^{+0.0} _{-0.0}	0.0 ^{+0.9} _{-0.0}	4.4 ^{+1.5} _{-0.9}	0.0 ^{+0.0} _{-0.0}	0.0 ^{+0.0} _{-0.0}	5.2 ^{+1.7} _{-1.1}
HM Lup	0.1 μm	20.7 ^{+7.8} _{-3.4}	2.4 ^{+1.7} _{-1.3}	0.5 ^{+2.0} _{-0.0}	0.0 ^{+1.0} _{-0.0}	33.5 ^{+10.6} _{-9.7}	4.0 ^{+3.0} _{-2.3}	6.2 ^{+4.7} _{-4.1}	0.0 ^{+2.1} _{-0.0}
...	1.5 μm	55.3 ^{+13.9} _{-15.2}	6.6 ^{+4.3} _{-3.3}	3.7 ^{+4.3} _{-3.0}	1.1 ^{+2.4} _{-0.0}	21.9 ^{+6.7} _{-6.1}	0.4 ^{+2.3} _{-0.0}	0.0 ^{+2.4} _{-0.0}	0.0 ^{+1.1} _{-0.0}
...	6.0 μm	0.0 ^{+3.6} _{-0.0}	0.0 ^{+0.0} _{-0.0}	0.0 ^{+0.0} _{-0.0}	9.7 ^{+2.6} _{-1.8}	19.5 ^{+6.8} _{-6.5}	0.0 ^{+0.0} _{-0.0}	0.0 ^{+0.0} _{-0.0}	14.6 ^{+9.5} _{-6.9}
HT Lup	0.1 μm	7.8 ^{+4.8} _{-0.0}	4.2 ^{+1.8} _{-0.0}	0.0 ^{+0.8} _{-0.0}	2.4 ^{+1.4} _{-0.0}	34.9 ^{+7.0} _{-6.5}	9.3 ^{+3.3} _{-2.5}	0.0 ^{+1.0} _{-0.0}	1.1 ^{+1.7} _{-0.8}
...	1.5 μm	38.1 ^{+3.7} _{-5.0}	3.7 ^{+2.7} _{-2.3}	6.6 ^{+3.3} _{-2.8}	0.3 ^{+1.3} _{-0.0}	44.1 ^{+5.9} _{-7.1}	0.0 ^{+2.2} _{-0.0}	0.0 ^{+1.9} _{-0.0}	0.0 ^{+2.3} _{-0.0}
...	6.0 μm	12.3 ^{+2.7} _{-1.9}	0.0 ^{+0.0} _{-0.0}	0.0 ^{+0.0} _{-0.0}	24.6 ^{+4.9} _{-2.7}	8.8 ^{+1.5} _{-1.0}	0.0 ^{+0.0} _{-0.0}	0.0 ^{+0.0} _{-0.0}	1.8 ^{+1.3} _{-0.9}
Haro 1-1	0.1 μm	35.2 ^{+4.0} _{-2.8}	1.9 ^{+1.7} _{-0.0}	4.6 ^{+2.3} _{-2.0}	0.0 ^{+0.5} _{-0.0}	13.9 ^{+3.3} _{-3.0}	3.3 ^{+3.4} _{-3.0}	0.0 ^{+0.8} _{-0.0}	4.8 ^{+0.9} _{-2.2}
...	1.5 μm	27.8 ^{+7.0} _{-5.2}	0.0 ^{+0.8} _{-0.0}	3.3 ^{+1.8} _{-1.9}	0.0 ^{+1.6} _{-0.0}	26.4 ^{+4.7} _{-6.1}	9.2 ^{+1.9} _{-2.8}	0.0 ^{+1.1} _{-0.0}	7.9 ^{+4.2} _{-4.4}
...	6.0 μm	20.2 ^{+3.4} _{-2.3}	0.0 ^{+0.0} _{-0.0}	0.0 ^{+0.0} _{-0.0}	6.9 ^{+1.5} _{-2.7}	17.4 ^{+5.2} _{-2.5}	0.0 ^{+0.0} _{-0.0}	0.0 ^{+0.0} _{-0.0}	17.0 ^{+4.6} _{-6.1}
Haro 1-16	0.1 μm	59.5 ^{+7.1} _{-5.1}	2.4 ^{+1.4} _{-0.0}	0.0 ^{+1.7} _{-0.0}	0.0 ^{+1.8} _{-0.0}	21.6 ^{+2.2} _{-2.4}	6.3 ^{+1.0} _{-1.9}	0.0 ^{+0.6} _{-0.0}	2.9 ^{+1.5} _{-1.1}
...	1.5 μm	24.5 ^{+3.2} _{-2.6}	4.6 ^{+2.4} _{-0.0}	4.1 ^{+3.3} _{-0.0}	0.0 ^{+2.8} _{-0.0}	56.7 ^{+7.0} _{-6.1}	0.0 ^{+0.6} _{-0.0}	0.0 ^{+0.6} _{-0.0}	2.2 ^{+1.5} _{-1.3}
...	6.0 μm	2.2 ^{+0.7} _{-0.0}	0.0 ^{+0.0} _{-0.0}	0.0 ^{+0.0} _{-0.0}	2.8 ^{+0.7} _{-0.0}	10.2 ^{+0.9} _{-0.9}	0.0 ^{+0.0} _{-0.0}	0.0 ^{+0.0} _{-0.0}	0.1 ^{+0.3} _{-0.0}
Haro 1-17	0.1 μm	1.9 ^{+2.1} _{-0.0}	3.0 ^{+1.1} _{-0.7}	2.2 ^{+0.9} _{-0.0}	2.0 ^{+1.0} _{-0.9}	38.7 ^{+8.8} _{-8.0}	2.3 ^{+4.2} _{-0.0}	0.0 ^{+4.9} _{-0.0}	0.0 ^{+2.4} _{-0.0}

TABLE B.4: continued.

Starname	Size	Warm component				Cold component			
		Am %	For %	Ens %	Sil %	Am %	For %	Ens %	%
...	1.5 μm	38.4 ^{+2.9} _{-3.2}	4.6 ^{+1.8} _{-1.3}	5.7 ^{+1.9} _{-1.3}	1.5 ^{+2.1} _{-0.0}	17.3 ^{+6.3} _{-4.2}	2.8 ^{+3.6} _{-0.0}	1.1 ^{+4.9} _{-0.0}	0.0 ^{+2.4} _{-0.0}
...	6.0 μm	17.3 ^{+2.9} _{-3.3}	0.0 ^{+0.0} _{-0.0}	0.0 ^{+0.0} _{-0.0}	23.5 ^{+2.8} _{-4.0}	37.8 ^{+7.2} _{-9.6}	0.0 ^{+0.0} _{-0.0}	0.0 ^{+0.0} _{-0.0}	0.0 ^{+3.8} _{-0.0}
Haro 1-4	0.1 μm	3.9 ^{+1.5} _{-0.7}	3.9 ^{+0.9} _{-1.0}	0.0 ^{+0.5} _{-0.0}	1.9 ^{+1.4} _{-1.1}	10.4 ^{+7.3} _{-3.8}	0.0 ^{+1.6} _{-0.0}	0.0 ^{+1.6} _{-0.0}	21.9 ^{+9.0} _{-5.5}
...	1.5 μm	29.2 ^{+3.1} _{-6.8}	15.0 ^{+2.7} _{-3.9}	11.9 ^{+2.2} _{-3.4}	0.0 ^{+2.3} _{-0.0}	19.0 ^{+8.1} _{-3.8}	6.0 ^{+3.4} _{-2.8}	0.0 ^{+1.1} _{-0.0}	6.2 ^{+7.0} _{-3.7}
...	6.0 μm	0.0 ^{+2.0} _{-0.0}	0.0 ^{+0.0} _{-0.0}	0.0 ^{+0.0} _{-0.0}	34.3 ^{+3.5} _{-11.7}	33.5 ^{+6.0} _{-5.5}	0.0 ^{+0.0} _{-0.0}	0.0 ^{+0.0} _{-0.0}	3.1 ^{+6.7} _{-1.4}
Hn 9	0.1 μm	1.2 ^{+0.8} _{-0.0}	1.8 ^{+0.6} _{-0.0}	0.0 ^{+0.8} _{-0.0}	0.0 ^{+0.9} _{-0.0}	15.6 ^{+5.2} _{-0.0}	1.2 ^{+1.4} _{-0.0}	0.6 ^{+3.5} _{-0.0}	0.0 ^{+6.6} _{-0.0}
...	1.5 μm	53.2 ^{+4.1} _{-9.5}	4.3 ^{+2.8} _{-2.2}	4.3 ^{+3.0} _{-1.8}	0.0 ^{+0.9} _{-0.0}	45.4 ^{+11.4} _{-7.9}	0.6 ^{+2.5} _{-0.0}	0.2 ^{+9.0} _{-0.0}	0.6 ^{+6.6} _{-0.0}
...	6.0 μm	23.0 ^{+3.5} _{-3.1}	0.0 ^{+0.0} _{-0.0}	0.0 ^{+0.0} _{-0.0}	12.2 ^{+2.8} _{-2.4}	30.1 ^{+7.9} _{-5.1}	0.0 ^{+0.0} _{-0.0}	0.0 ^{+0.0} _{-0.0}	5.7 ^{+7.7} _{-0.0}
IM Lup	0.1 μm	11.9 ^{+3.1} _{-1.3}	2.9 ^{+1.1} _{-1.1}	0.5 ^{+1.2} _{-0.0}	0.0 ^{+0.8} _{-0.0}	3.5 ^{+5.1} _{-0.0}	18.8 ^{+10.5} _{-8.8}	16.3 ^{+9.2} _{-7.7}	0.0 ^{+4.0} _{-0.0}
...	1.5 μm	40.2 ^{+5.6} _{-6.0}	5.2 ^{+3.2} _{-2.9}	9.9 ^{+2.4} _{-3.3}	2.0 ^{+2.8} _{-0.0}	4.3 ^{+9.1} _{-0.0}	15.2 ^{+10.4} _{-10.3}	25.1 ^{+14.2} _{-12.6}	0.0 ^{+5.0} _{-0.0}
...	6.0 μm	24.0 ^{+2.8} _{-2.6}	0.0 ^{+0.0} _{-0.0}	0.0 ^{+0.0} _{-0.0}	3.3 ^{+3.4} _{-1.7}	14.1 ^{+6.5} _{-3.5}	0.0 ^{+0.0} _{-0.0}	0.0 ^{+0.0} _{-0.0}	2.7 ^{+2.9} _{-1.3}
IRAS 08267-3336	0.1 μm	21.4 ^{+3.5} _{-1.7}	1.1 ^{+1.0} _{-0.0}	0.1 ^{+1.4} _{-0.0}	0.0 ^{+0.6} _{-0.0}	16.6 ^{+3.7} _{-3.9}	9.9 ^{+2.4} _{-1.7}	0.0 ^{+0.9} _{-0.0}	12.8 ^{+2.7} _{-2.5}
...	1.5 μm	52.9 ^{+4.0} _{-3.0}	2.8 ^{+1.7} _{-1.5}	4.5 ^{+2.2} _{-2.0}	0.0 ^{+1.1} _{-0.0}	40.3 ^{+5.9} _{-9.2}	0.0 ^{+1.5} _{-0.0}	0.0 ^{+2.1} _{-0.0}	4.1 ^{+2.1} _{-1.7}
...	6.0 μm	0.4 ^{+1.4} _{-0.0}	0.0 ^{+0.0} _{-0.0}	0.0 ^{+0.0} _{-0.0}	16.9 ^{+1.5} _{-3.0}	7.7 ^{+1.0} _{-1.1}	0.0 ^{+0.0} _{-0.0}	0.0 ^{+0.0} _{-0.0}	8.7 ^{+2.3} _{-2.4}
IRAS 12535-7623	0.1 μm	8.5 ^{+2.5} _{-0.8}	1.4 ^{+1.5} _{-0.0}	0.0 ^{+0.6} _{-0.0}	0.3 ^{+0.9} _{-0.0}	52.2 ^{+5.2} _{-10.2}	3.3 ^{+2.7} _{-0.0}	0.0 ^{+1.4} _{-0.0}	0.0 ^{+1.6} _{-0.0}
...	1.5 μm	48.8 ^{+3.8} _{-8.3}	0.8 ^{+2.0} _{-0.0}	2.0 ^{+2.0} _{-1.2}	0.0 ^{+1.0} _{-0.0}	11.4 ^{+1.1} _{-2.3}	2.0 ^{+1.1} _{-0.9}	2.3 ^{+1.9} _{-0.0}	0.0 ^{+0.4} _{-0.0}
...	6.0 μm	37.3 ^{+2.4} _{-3.5}	0.0 ^{+0.0} _{-0.0}	0.0 ^{+0.0} _{-0.0}	1.0 ^{+4.1} _{-0.0}	13.3 ^{+4.1} _{-3.2}	0.0 ^{+0.0} _{-0.0}	0.0 ^{+0.0} _{-0.0}	15.6 ^{+2.5} _{-3.8}
IRS60	0.1 μm	41.4 ^{+6.7} _{-6.0}	6.2 ^{+2.4} _{-2.5}	0.0 ^{+1.5} _{-0.0}	2.4 ^{+2.3} _{-1.5}	31.0 ^{+3.6} _{-6.9}	9.0 ^{+6.8} _{-4.6}	0.0 ^{+2.3} _{-0.0}	1.0 ^{+4.6} _{-0.0}
...	1.5 μm	22.5 ^{+3.9} _{-5.8}	5.7 ^{+2.6} _{-2.3}	12.9 ^{+2.9} _{-2.8}	1.1 ^{+1.3} _{-0.6}	21.1 ^{+2.6} _{-6.2}	9.3 ^{+2.3} _{-5.9}	0.0 ^{+5.5} _{-0.0}	4.7 ^{+2.4} _{-2.7}
...	6.0 μm	0.0 ^{+1.8} _{-0.0}	0.0 ^{+0.0} _{-0.0}	0.0 ^{+0.0} _{-0.0}	7.9 ^{+3.2} _{-0.0}	5.8 ^{+1.8} _{-1.2}	0.0 ^{+0.0} _{-0.0}	0.0 ^{+0.0} _{-0.0}	18.1 ^{+4.0} _{-8.3}
ISO-ChaII 54	0.1 μm	0.0 ^{+0.9} _{-0.0}	20.6 ^{+3.5} _{-1.9}	0.0 ^{+5.6} _{-0.0}	0.0 ^{+0.8} _{-0.0}	20.0 ^{+3.9} _{-3.5}	0.0 ^{+2.0} _{-0.0}	2.6 ^{+2.9} _{-0.0}	0.0 ^{+0.8} _{-0.0}
...	1.5 μm	28.3 ^{+4.5} _{-3.6}	0.0 ^{+1.6} _{-0.0}	45.7 ^{+5.7} _{-12.0}	0.0 ^{+1.7} _{-0.0}	45.1 ^{+13.2} _{-6.8}	14.5 ^{+7.8} _{-2.7}	0.0 ^{+2.1} _{-0.0}	0.0 ^{+2.0} _{-0.0}

TABLE B.4: continued.

Starname	Size	Warm component				Cold component			
		Am %	For %	Ens %	Sil %	Am %	For %	Ens %	%
...	6.0 μm	2.1 ^{+1.0} _{-0.0}	0.0 ^{+0.0} _{-0.0}	0.0 ^{+0.0} _{-0.0}	3.3 ^{+1.6} _{-0.0}	2.8 ^{+2.0} _{-0.0}	0.0 ^{+0.0} _{-0.0}	0.0 ^{+0.0} _{-0.0}	15.0 ^{+4.7} _{-3.9}
LkHA 271	0.1 μm	17.7 ^{+11.4} _{-2.2}	3.0 ^{+3.2} _{-1.2}	0.0 ^{+2.4} _{-0.0}	0.6 ^{+2.4} _{-0.0}	37.5 ^{+14.6} _{-12.0}	0.0 ^{+4.3} _{-0.0}	4.2 ^{+13.1} _{-0.0}	17.9 ^{+10.3} _{-7.2}
...	1.5 μm	37.9 ^{+4.9} _{-10.4}	7.7 ^{+3.1} _{-3.3}	0.0 ^{+4.4} _{-0.0}	0.0 ^{+5.3} _{-0.0}	15.9 ^{+4.3} _{-3.8}	0.0 ^{+1.6} _{-0.0}	2.9 ^{+2.7} _{-2.3}	2.9 ^{+1.4} _{-2.4}
...	6.0 μm	25.5 ^{+5.0} _{-5.2}	0.0 ^{+0.0} _{-0.0}	0.0 ^{+0.0} _{-0.0}	7.5 ^{+7.0} _{-3.2}	6.8 ^{+8.1} _{-2.3}	0.0 ^{+0.0} _{-0.0}	0.0 ^{+0.0} _{-0.0}	11.8 ^{+6.1} _{-6.6}
LkHA 326	0.1 μm	0.0 ^{+3.3} _{-0.0}	2.8 ^{+1.4} _{-0.0}	0.0 ^{+1.1} _{-0.0}	1.9 ^{+1.2} _{-1.1}	7.4 ^{+4.1} _{-2.9}	22.5 ^{+12.9} _{-11.2}	0.0 ^{+3.2} _{-0.0}	19.5 ^{+9.5} _{-9.7}
...	1.5 μm	59.4 ^{+10.2} _{-11.7}	3.3 ^{+3.8} _{-1.8}	8.3 ^{+3.8} _{-4.0}	0.0 ^{+2.3} _{-0.0}	5.4 ^{+7.6} _{-1.3}	0.0 ^{+3.5} _{-0.0}	0.0 ^{+4.2} _{-0.0}	11.9 ^{+7.2} _{-6.5}
...	6.0 μm	12.4 ^{+4.4} _{-1.7}	0.0 ^{+0.0} _{-0.0}	0.0 ^{+0.0} _{-0.0}	11.9 ^{+3.0} _{-3.2}	33.4 ^{+8.6} _{-8.6}	0.0 ^{+0.0} _{-0.0}	0.0 ^{+0.0} _{-0.0}	0.0 ^{+9.9} _{-0.0}
LkHA 327	0.1 μm	0.0 ^{+3.3} _{-0.0}	6.6 ^{+2.9} _{-1.4}	0.0 ^{+0.9} _{-0.0}	0.1 ^{+1.6} _{-0.0}	15.1 ^{+4.8} _{-3.1}	0.0 ^{+0.8} _{-0.0}	1.3 ^{+2.5} _{-0.0}	1.7 ^{+2.0} _{-0.9}
...	1.5 μm	22.5 ^{+8.5} _{-4.0}	11.8 ^{+2.6} _{-5.8}	9.6 ^{+5.3} _{-2.2}	0.0 ^{+3.5} _{-0.0}	63.9 ^{+16.2} _{-16.6}	7.7 ^{+6.4} _{-3.3}	3.4 ^{+3.6} _{-1.8}	0.0 ^{+3.2} _{-0.0}
...	6.0 μm	19.1 ^{+12.0} _{-8.5}	0.0 ^{+0.0} _{-0.0}	0.0 ^{+0.0} _{-0.0}	30.3 ^{+12.2} _{-15.5}	3.1 ^{+3.4} _{-0.0}	0.0 ^{+0.0} _{-0.0}	0.0 ^{+0.0} _{-0.0}	3.8 ^{+2.5} _{-2.0}
RNO 90	0.1 μm	12.1 ^{+2.6} _{-1.5}	1.8 ^{+0.6} _{-0.0}	0.0 ^{+0.6} _{-0.0}	0.0 ^{+0.9} _{-0.0}	22.7 ^{+4.1} _{-3.4}	0.4 ^{+1.8} _{-0.0}	2.0 ^{+1.7} _{-0.0}	5.7 ^{+4.1} _{-0.0}
...	1.5 μm	55.0 ^{+6.8} _{-8.0}	4.5 ^{+2.8} _{-2.4}	2.4 ^{+4.0} _{-0.0}	0.0 ^{+0.9} _{-0.0}	33.7 ^{+3.4} _{-5.8}	7.6 ^{+5.7} _{-1.5}	1.9 ^{+3.5} _{-0.0}	3.5 ^{+3.5} _{-2.1}
...	6.0 μm	10.9 ^{+1.4} _{-2.2}	0.0 ^{+0.0} _{-0.0}	0.0 ^{+0.0} _{-0.0}	13.3 ^{+3.5} _{-2.1}	2.8 ^{+3.4} _{-0.0}	0.0 ^{+0.0} _{-0.0}	0.0 ^{+0.0} _{-0.0}	19.7 ^{+6.2} _{-7.4}
ROX42C	0.1 μm	20.5 ^{+4.4} _{-4.2}	8.0 ^{+2.4} _{-2.1}	3.4 ^{+2.5} _{-2.0}	13.4 ^{+3.3} _{-2.7}	14.9 ^{+7.1} _{-7.0}	8.0 ^{+4.6} _{-2.7}	48.7 ^{+17.0} _{-12.3}	0.0 ^{+2.2} _{-0.0}
...	1.5 μm	28.3 ^{+4.4} _{-6.3}	0.0 ^{+2.3} _{-0.0}	10.3 ^{+4.6} _{-2.3}	0.0 ^{+2.0} _{-0.0}	6.7 ^{+4.6} _{-3.7}	0.0 ^{+1.1} _{-0.0}	9.3 ^{+8.1} _{-6.3}	0.0 ^{+0.9} _{-0.0}
...	6.0 μm	7.0 ^{+2.2} _{-1.3}	0.0 ^{+0.0} _{-0.0}	0.0 ^{+0.0} _{-0.0}	9.1 ^{+3.3} _{-1.6}	12.5 ^{+5.0} _{-4.0}	0.0 ^{+0.0} _{-0.0}	0.0 ^{+0.0} _{-0.0}	0.0 ^{+5.6} _{-0.0}
ROX43A	0.1 μm	29.7 ^{+3.6} _{-5.3}	4.8 ^{+2.9} _{-0.0}	0.0 ^{+1.5} _{-0.0}	0.0 ^{+1.2} _{-0.0}	19.1 ^{+5.9} _{-2.7}	17.4 ^{+4.7} _{-2.7}	0.0 ^{+0.7} _{-0.0}	4.9 ^{+3.8} _{-3.4}
...	1.5 μm	40.0 ^{+4.4} _{-4.7}	0.0 ^{+0.7} _{-0.0}	10.7 ^{+2.3} _{-1.5}	0.7 ^{+1.0} _{-0.0}	23.5 ^{+3.1} _{-2.3}	0.0 ^{+0.8} _{-0.0}	4.4 ^{+1.4} _{-2.0}	11.1 ^{+3.5} _{-2.1}
...	6.0 μm	10.9 ^{+2.2} _{-0.0}	0.0 ^{+0.0} _{-0.0}	0.0 ^{+0.0} _{-0.0}	3.2 ^{+1.2} _{-0.0}	8.2 ^{+2.9} _{-2.5}	0.0 ^{+0.0} _{-0.0}	0.0 ^{+0.0} _{-0.0}	11.3 ^{+1.9} _{-3.1}
RU Lup	0.1 μm	11.3 ^{+1.6} _{-1.3}	6.0 ^{+1.2} _{-1.3}	0.0 ^{+0.3} _{-0.0}	0.7 ^{+0.5} _{-0.0}	39.4 ^{+3.1} _{-5.1}	1.3 ^{+0.9} _{-0.0}	0.2 ^{+2.1} _{-0.0}	0.0 ^{+0.6} _{-0.0}
...	1.5 μm	14.0 ^{+2.1} _{-1.9}	7.6 ^{+1.4} _{-1.2}	10.9 ^{+1.5} _{-1.0}	0.0 ^{+0.6} _{-0.0}	15.5 ^{+1.3} _{-2.8}	6.0 ^{+1.3} _{-0.9}	1.5 ^{+1.5} _{-0.0}	0.0 ^{+0.4} _{-0.0}
...	6.0 μm	15.1 ^{+2.8} _{-2.3}	0.0 ^{+0.0} _{-0.0}	0.0 ^{+0.0} _{-0.0}	34.4 ^{+6.1} _{-4.9}	26.8 ^{+2.3} _{-3.4}	0.0 ^{+0.0} _{-0.0}	0.0 ^{+0.0} _{-0.0}	9.3 ^{+2.2} _{-1.9}

TABLE B.4: continued.

Starname	Size	Warm component				Cold component			
		Am %	For %	Ens %	Sil %	Am %	For %	Ens %	%
RXJ1301.0-7654	0.1 μm	30.1 ^{+5.7} _{-4.7}	1.3 ^{+1.4} _{-0.8}	0.2 ^{+1.2} _{-0.0}	0.0 ^{+0.7} _{-0.0}	9.1 ^{+9.4} _{-4.5}	8.8 ^{+5.9} _{-4.0}	5.3 ^{+3.5} _{-3.0}	0.1 ^{+1.8} _{-0.0}
...	1.5 μm	40.0 ^{+7.2} _{-8.1}	3.9 ^{+2.4} _{-2.1}	2.0 ^{+3.0} _{-0.6}	0.0 ^{+1.3} _{-0.0}	23.6 ^{+18.2} _{-6.5}	4.5 ^{+4.7} _{-2.3}	16.1 ^{+12.0} _{-8.3}	0.1 ^{+12.7} _{-0.0}
...	6.0 μm	13.5 ^{+4.2} _{-2.8}	0.0 ^{+0.0} _{-0.0}	0.0 ^{+0.0} _{-0.0}	9.0 ^{+1.5} _{-2.1}	28.0 ^{+21.1} _{-11.2}	0.0 ^{+0.0} _{-0.0}	0.0 ^{+0.0} _{-0.0}	4.4 ^{+11.7} _{-0.0}
RXJ1615.3-3255	0.1 μm	15.0 ^{+3.8} _{-3.1}	9.5 ^{+2.1} _{-2.8}	2.1 ^{+5.4} _{-0.0}	0.0 ^{+1.1} _{-0.0}	8.7 ^{+9.0} _{-0.0}	0.0 ^{+3.3} _{-0.0}	4.0 ^{+10.2} _{-0.0}	8.4 ^{+18.4} _{-0.0}
...	1.5 μm	33.0 ^{+4.1} _{-7.8}	17.3 ^{+4.8} _{-4.3}	19.8 ^{+4.6} _{-5.2}	0.1 ^{+2.0} _{-0.0}	31.7 ^{+26.1} _{-0.0}	0.1 ^{+4.7} _{-0.0}	4.8 ^{+13.8} _{-0.0}	17.6 ^{+35.8} _{-0.0}
...	6.0 μm	1.7 ^{+4.2} _{-0.0}	0.0 ^{+0.0} _{-0.0}	0.0 ^{+0.0} _{-0.0}	1.6 ^{+3.0} _{-0.0}	10.8 ^{+11.2} _{-0.0}	0.0 ^{+0.0} _{-0.0}	0.0 ^{+0.0} _{-0.0}	13.9 ^{+27.4} _{-0.0}
RY Lup	0.1 μm	57.4 ^{+4.6} _{-3.1}	0.7 ^{+1.9} _{-0.0}	0.4 ^{+1.1} _{-0.0}	0.0 ^{+1.5} _{-0.0}	28.6 ^{+2.7} _{-2.4}	1.4 ^{+0.9} _{-0.0}	0.0 ^{+0.9} _{-0.0}	0.0 ^{+0.7} _{-0.0}
...	1.5 μm	28.5 ^{+6.2} _{-4.7}	0.0 ^{+2.8} _{-0.0}	2.9 ^{+3.3} _{-0.0}	0.0 ^{+2.9} _{-0.0}	45.1 ^{+3.9} _{-2.8}	0.0 ^{+0.5} _{-0.0}	0.0 ^{+0.5} _{-0.0}	0.7 ^{+0.5} _{-0.0}
...	6.0 μm	7.6 ^{+1.7} _{-0.0}	0.0 ^{+0.0} _{-0.0}	0.0 ^{+0.0} _{-0.0}	2.5 ^{+1.6} _{-0.0}	20.6 ^{+1.9} _{-1.3}	0.0 ^{+0.0} _{-0.0}	0.0 ^{+0.0} _{-0.0}	3.6 ^{+1.7} _{-1.6}
SR 9	0.1 μm	57.8 ^{+4.2} _{-3.6}	2.3 ^{+1.3} _{-1.4}	0.3 ^{+0.7} _{-0.0}	0.0 ^{+0.4} _{-0.0}	17.2 ^{+3.9} _{-4.0}	0.2 ^{+0.7} _{-0.0}	2.9 ^{+1.0} _{-1.7}	11.7 ^{+3.0} _{-4.5}
...	1.5 μm	20.2 ^{+1.7} _{-2.8}	3.3 ^{+1.9} _{-1.8}	4.2 ^{+1.3} _{-1.2}	0.0 ^{+0.7} _{-0.0}	28.6 ^{+7.9} _{-6.4}	16.1 ^{+4.9} _{-3.0}	0.0 ^{+1.6} _{-0.0}	7.3 ^{+3.3} _{-4.8}
...	6.0 μm	3.1 ^{+1.6} _{-0.0}	0.0 ^{+0.0} _{-0.0}	0.0 ^{+0.0} _{-0.0}	8.7 ^{+1.2} _{-1.4}	16.1 ^{+2.4} _{-2.2}	0.0 ^{+0.0} _{-0.0}	0.0 ^{+0.0} _{-0.0}	0.0 ^{+1.1} _{-0.0}
SSTc2d J033036.0+303024	0.1 μm	14.0 ^{+3.0} _{-1.9}	4.4 ^{+1.3} _{-1.2}	0.9 ^{+1.2} _{-0.0}	2.7 ^{+1.7} _{-1.1}	26.7 ^{+6.0} _{-5.7}	14.5 ^{+6.4} _{-6.3}	11.4 ^{+4.5} _{-4.8}	0.0 ^{+1.4} _{-0.0}
...	1.5 μm	49.5 ^{+5.2} _{-7.1}	0.0 ^{+1.3} _{-0.0}	11.0 ^{+2.5} _{-1.8}	0.0 ^{+0.8} _{-0.0}	24.9 ^{+5.3} _{-3.3}	8.9 ^{+5.6} _{-5.2}	0.0 ^{+1.9} _{-0.0}	0.0 ^{+0.9} _{-0.0}
...	6.0 μm	11.4 ^{+3.3} _{-1.1}	0.0 ^{+0.0} _{-0.0}	0.0 ^{+0.0} _{-0.0}	6.1 ^{+1.1} _{-2.1}	12.5 ^{+2.7} _{-2.3}	0.0 ^{+0.0} _{-0.0}	0.0 ^{+0.0} _{-0.0}	1.1 ^{+2.1} _{-0.0}
SSTc2d J033037.0+303128	0.1 μm	1.8 ^{+2.1} _{-0.0}	1.6 ^{+1.7} _{-0.0}	0.0 ^{+1.7} _{-0.0}	0.0 ^{+0.6} _{-0.0}	29.5 ^{+6.5} _{-6.0}	0.4 ^{+1.0} _{-0.0}	11.9 ^{+4.4} _{-5.7}	0.0 ^{+0.9} _{-0.0}
...	1.5 μm	14.8 ^{+7.1} _{-4.1}	6.8 ^{+3.9} _{-0.0}	4.9 ^{+3.2} _{-0.0}	0.0 ^{+2.1} _{-0.0}	41.2 ^{+6.9} _{-7.2}	7.1 ^{+2.5} _{-2.0}	0.2 ^{+2.0} _{-0.0}	0.0 ^{+1.1} _{-0.0}
...	6.0 μm	70.1 ^{+13.9} _{-13.0}	0.0 ^{+0.0} _{-0.0}	0.0 ^{+0.0} _{-0.0}	0.0 ^{+6.7} _{-0.0}	7.9 ^{+1.7} _{-2.3}	0.0 ^{+0.0} _{-0.0}	0.0 ^{+0.0} _{-0.0}	1.9 ^{+1.9} _{-1.3}
SSTc2d J033052.5+305418	0.1 μm	2.3 ^{+1.4} _{-0.0}	1.6 ^{+0.8} _{-0.0}	0.0 ^{+0.6} _{-0.0}	0.0 ^{+0.6} _{-0.0}	57.3 ^{+15.8} _{-14.0}	0.3 ^{+6.3} _{-0.0}	0.0 ^{+1.8} _{-0.0}	0.5 ^{+9.6} _{-0.0}
...	1.5 μm	38.2 ^{+4.8} _{-4.5}	4.2 ^{+2.5} _{-1.9}	0.8 ^{+1.3} _{-0.0}	0.0 ^{+1.0} _{-0.0}	23.8 ^{+9.2} _{-0.0}	0.3 ^{+7.9} _{-0.0}	0.0 ^{+3.6} _{-0.0}	1.9 ^{+4.9} _{-0.0}
...	6.0 μm	43.2 ^{+5.6} _{-7.9}	0.0 ^{+0.0} _{-0.0}	0.0 ^{+0.0} _{-0.0}	9.7 ^{+6.0} _{-2.2}	13.7 ^{+6.7} _{-0.0}	0.0 ^{+0.0} _{-0.0}	0.0 ^{+0.0} _{-0.0}	2.3 ^{+2.8} _{-0.0}
SSTc2d J033241.7+311046	0.1 μm	3.2 ^{+0.9} _{-0.0}	1.2 ^{+0.8} _{-0.0}	0.3 ^{+0.5} _{-0.0}	0.0 ^{+0.9} _{-0.0}	59.8 ^{+13.8} _{-11.6}	0.1 ^{+10.6} _{-0.0}	0.0 ^{+7.9} _{-0.0}	0.0 ^{+13.5} _{-0.0}

TABLE B.4: continued.

Starname	Size	Warm component					Cold component				
		Am %	For %	Ens %	Sil %		Am %	For %	Ens %		
...	1.5 μm	26.7 ^{+2.2} _{-2.0}	2.1 ^{+2.6} _{-0.1}	3.5 ^{+1.3} _{-1.3}	0.0 ^{+0.8} _{-0.0}		22.2 ^{+8.5} _{-0.0}	1.7 ^{+5.1} _{-0.0}	0.0 ^{+2.2} _{-0.0}		1.2 ^{+4.4} _{-0.0}
...	6.0 μm	56.9 ^{+3.8} _{-11.5}	0.0 ^{+0.0} _{-0.0}	0.0 ^{+0.0} _{-0.0}	6.1 ^{+4.5} _{-2.6}		3.3 ^{+4.9} _{-0.0}	0.0 ^{+0.0} _{-0.0}	0.0 ^{+0.0} _{-0.0}		11.8 ^{+10.1} _{-0.0}
SSTc2d J161159.8-382338	0.1 μm	46.0 ^{+11.8} _{-9.0}	6.2 ^{+1.8} _{-2.8}	0.0 ^{+2.4} _{-0.0}	1.6 ^{+3.6} _{-0.0}		2.4 ^{+18.6} _{-0.7}	28.0 ^{+14.1} _{-9.0}	0.0 ^{+5.2} _{-0.0}		11.8 ^{+7.9} _{-7.9}
...	1.5 μm	21.5 ^{+4.6} _{-5.9}	4.1 ^{+3.1} _{-2.0}	10.2 ^{+3.8} _{-3.5}	2.1 ^{+2.8} _{-1.2}		3.0 ^{+6.0} _{-1.7}	2.3 ^{+9.6} _{-1.0}	2.0 ^{+10.5} _{-0.0}		7.0 ^{+3.8} _{-4.4}
...	6.0 μm	8.3 ^{+4.6} _{-1.2}	0.0 ^{+0.0} _{-0.0}	0.0 ^{+0.0} _{-0.0}	0.0 ^{+0.9} _{-0.0}		43.4 ^{+8.2} _{-12.1}	0.0 ^{+0.0} _{-0.0}	0.0 ^{+0.0} _{-0.0}		0.0 ^{+4.3} _{-0.0}
SSTc2d J162148.5-234027	0.1 μm	1.2 ^{+4.8} _{-0.0}	2.2 ^{+1.7} _{-0.0}	0.0 ^{+0.9} _{-0.0}	0.8 ^{+1.8} _{-0.2}		24.8 ^{+5.2} _{-8.6}	2.7 ^{+3.4} _{-0.0}	0.0 ^{+4.9} _{-0.0}		0.0 ^{+1.9} _{-0.0}
...	1.5 μm	59.2 ^{+14.2} _{-20.3}	9.0 ^{+6.9} _{-3.7}	4.6 ^{+7.1} _{-3.7}	0.0 ^{+2.9} _{-0.0}		13.1 ^{+3.9} _{-4.8}	0.0 ^{+1.1} _{-0.0}	5.8 ^{+2.2} _{-4.2}		0.1 ^{+7.3} _{-0.6}
...	6.0 μm	7.4 ^{+10.1} _{-2.3}	0.0 ^{+0.0} _{-0.0}	0.0 ^{+0.0} _{-0.0}	15.7 ^{+6.2} _{-8.3}		29.0 ^{+7.1} _{-7.6}	0.0 ^{+0.0} _{-0.0}	0.0 ^{+0.0} _{-0.0}		24.5 ^{+9.9} _{-12.9}
SSTc2d J162245.4-243124	0.1 μm	10.2 ^{+3.8} _{-1.8}	2.0 ^{+2.2} _{-0.0}	0.0 ^{+1.1} _{-0.0}	1.9 ^{+1.4} _{-0.0}		46.5 ^{+12.2} _{-8.5}	0.0 ^{+2.5} _{-0.0}	0.0 ^{+1.8} _{-0.0}		1.3 ^{+3.8} _{-0.0}
...	1.5 μm	73.1 ^{+8.0} _{-8.6}	6.2 ^{+6.4} _{-1.9}	0.0 ^{+1.6} _{-0.0}	0.0 ^{+1.4} _{-0.0}		11.4 ^{+5.8} _{-3.2}	27.9 ^{+16.9} _{-13.6}	0.0 ^{+2.9} _{-0.0}		0.0 ^{+2.8} _{-1.8}
...	6.0 μm	6.6 ^{+3.0} _{-0.0}	0.0 ^{+0.0} _{-0.0}	0.0 ^{+0.0} _{-0.0}	0.0 ^{+0.3} _{-0.0}		10.5 ^{+4.5} _{-3.9}	0.0 ^{+0.0} _{-0.0}	0.0 ^{+0.0} _{-0.0}		2.5 ^{+0.8} _{-1.4}
SSTc2d J162715.1-245139	0.1 μm	54.9 ^{+7.4} _{-6.5}	3.6 ^{+1.7} _{-2.1}	0.0 ^{+1.5} _{-0.0}	0.0 ^{+1.1} _{-0.0}		4.5 ^{+3.3} _{-0.0}	5.0 ^{+5.4} _{-0.8}	37.4 ^{+21.2} _{-18.1}		6.3 ^{+5.7} _{-0.0}
...	1.5 μm	22.2 ^{+3.1} _{-6.8}	5.2 ^{+2.3} _{-1.9}	4.2 ^{+3.3} _{-2.4}	0.0 ^{+1.0} _{-0.0}		7.3 ^{+4.3} _{-0.0}	8.0 ^{+5.3} _{-0.0}	4.4 ^{+3.4} _{-2.2}		0.0 ^{+2.4} _{-0.0}
...	6.0 μm	6.2 ^{+2.1} _{-0.7}	0.0 ^{+0.0} _{-0.0}	0.0 ^{+0.0} _{-0.0}	3.7 ^{+2.9} _{-0.0}		27.2 ^{+12.3} _{-9.6}	0.0 ^{+0.0} _{-0.0}	0.0 ^{+0.0} _{-0.0}		0.0 ^{+3.4} _{-0.0}
SSTc2d J162816.7-240514	0.1 μm	0.0 ^{+1.6} _{-0.0}	16.7 ^{+2.6} _{-1.5}	0.0 ^{+1.6} _{-0.0}	3.6 ^{+1.4} _{-1.3}		21.2 ^{+5.5} _{-2.9}	2.3 ^{+2.3} _{-0.0}	0.1 ^{+1.5} _{-0.0}		0.0 ^{+1.0} _{-0.0}
...	1.5 μm	25.8 ^{+5.3} _{-6.6}	0.8 ^{+2.0} _{-0.0}	12.0 ^{+1.8} _{-4.4}	0.0 ^{+0.9} _{-0.0}		55.9 ^{+11.1} _{-8.2}	2.9 ^{+2.6} _{-2.2}	0.0 ^{+2.3} _{-0.0}		0.0 ^{+4.2} _{-0.0}
...	6.0 μm	41.2 ^{+3.2} _{-7.8}	0.0 ^{+0.0} _{-0.0}	0.0 ^{+0.0} _{-0.0}	0.0 ^{+5.8} _{-0.0}		12.9 ^{+4.4} _{-2.0}	0.0 ^{+0.0} _{-0.0}	0.0 ^{+0.0} _{-0.0}		4.7 ^{+5.4} _{-0.0}
SSTc2d J182850.2+00950	0.1 μm	7.2 ^{+4.6} _{-0.0}	0.6 ^{+0.9} _{-0.0}	0.8 ^{+0.8} _{-0.0}	0.0 ^{+0.4} _{-0.0}		48.5 ^{+11.2} _{-10.6}	9.9 ^{+3.0} _{-4.6}	0.0 ^{+2.8} _{-0.0}		5.1 ^{+3.4} _{-2.7}
...	1.5 μm	63.9 ^{+5.5} _{-13.0}	3.6 ^{+2.8} _{-2.0}	1.9 ^{+2.9} _{-0.9}	0.0 ^{+1.1} _{-0.0}		5.6 ^{+1.3} _{-1.4}	4.2 ^{+2.4} _{-2.5}	0.3 ^{+2.2} _{-0.0}		6.9 ^{+1.8} _{-3.0}
...	6.0 μm	5.5 ^{+3.4} _{-0.3}	0.0 ^{+0.0} _{-0.0}	0.0 ^{+0.0} _{-0.0}	16.6 ^{+2.1} _{-3.3}		13.6 ^{+2.7} _{-3.0}	0.0 ^{+0.0} _{-0.0}	0.0 ^{+0.0} _{-0.0}		5.8 ^{+1.5} _{-3.3}
SSTc2d J182900.9+02931	0.1 μm	0.6 ^{+3.4} _{-0.0}	1.2 ^{+1.0} _{-0.0}	0.0 ^{+0.5} _{-0.0}	2.4 ^{+0.7} _{-0.7}		8.6 ^{+2.3} _{-4.9}	9.9 ^{+6.4} _{-5.0}	8.8 ^{+3.9} _{-6.5}		0.3 ^{+1.7} _{-0.0}
...	1.5 μm	69.9 ^{+7.4} _{-9.7}	8.4 ^{+3.9} _{-3.7}	3.7 ^{+3.0} _{-2.3}	0.0 ^{+1.5} _{-0.0}		12.0 ^{+4.9} _{-2.7}	28.3 ^{+15.0} _{-18.1}	1.7 ^{+2.5} _{-1.4}		0.1 ^{+1.8} _{-0.0}

TABLE B.4: continued.

Starname	Size	Warm component				Cold component			
		Am %	For %	Ens %	Sil %	Am %	For %	Ens %	%
...	6.0 μm	6.6 ^{+4.7} _{-2.5}	0.0 ^{+0.0} _{-0.0}	0.0 ^{+0.0} _{-0.0}	7.2 ^{+4.7} _{-0.0}	12.4 ^{+4.9} _{-3.6}	0.0 ^{+0.0} _{-0.0}	0.0 ^{+0.0} _{-0.0}	17.9 ^{+6.2} _{-13.8}
SSTc2d J182909.8+03446	0.1 μm	2.0 ^{+0.6} _{-0.0}	0.0 ^{+0.6} _{-0.0}	0.0 ^{+1.1} _{-0.0}	2.0 ^{+0.6} _{-0.0}	21.4 ^{+2.6} _{-2.1}	0.0 ^{+0.4} _{-0.0}	0.0 ^{+0.8} _{-0.0}	6.0 ^{+3.2} _{-2.5}
...	1.5 μm	67.3 ^{+4.3} _{-2.7}	5.6 ^{+1.4} _{-1.7}	0.0 ^{+1.0} _{-0.0}	0.0 ^{+0.6} _{-0.0}	55.1 ^{+5.8} _{-6.8}	4.1 ^{+1.9} _{-2.0}	0.0 ^{+0.8} _{-0.0}	3.9 ^{+1.3} _{-2.7}
...	6.0 μm	7.7 ^{+1.7} _{-0.8}	0.0 ^{+0.0} _{-0.0}	0.0 ^{+0.0} _{-0.0}	15.4 ^{+1.7} _{-2.3}	6.9 ^{+0.8} _{-0.7}	0.0 ^{+0.0} _{-0.0}	0.0 ^{+0.0} _{-0.0}	2.5 ^{+0.7} _{-0.6}
SX Cha	0.1 μm	19.7 ^{+4.1} _{-4.8}	3.1 ^{+2.4} _{-0.0}	0.2 ^{+1.4} _{-0.0}	0.0 ^{+0.7} _{-0.0}	20.1 ^{+4.2} _{-4.2}	0.0 ^{+2.0} _{-0.0}	0.0 ^{+1.9} _{-0.0}	0.0 ^{+0.8} _{-0.0}
...	1.5 μm	44.3 ^{+9.8} _{-7.1}	6.5 ^{+3.8} _{-3.4}	4.9 ^{+3.7} _{-2.5}	0.0 ^{+2.1} _{-0.0}	28.0 ^{+4.4} _{-6.3}	6.0 ^{+2.8} _{-2.3}	0.0 ^{+0.9} _{-0.0}	0.0 ^{+1.6} _{-0.0}
...	6.0 μm	11.2 ^{+2.4} _{-3.0}	0.0 ^{+0.0} _{-0.0}	0.0 ^{+0.0} _{-0.0}	10.1 ^{+3.1} _{-2.7}	10.1 ^{+4.1} _{-2.1}	0.0 ^{+0.0} _{-0.0}	0.0 ^{+0.0} _{-0.0}	35.9 ^{+11.3} _{-11.7}
Sz102	0.1 μm	18.4 ^{+7.3} _{-0.0}	1.3 ^{+3.5} _{-0.0}	0.0 ^{+3.9} _{-0.0}	0.0 ^{+4.3} _{-0.0}	24.6 ^{+3.6} _{-3.0}	1.3 ^{+1.1} _{-0.0}	0.0 ^{+0.8} _{-0.0}	0.0 ^{+0.7} _{-0.0}
...	1.5 μm	68.6 ^{+10.5} _{-11.6}	4.1 ^{+4.0} _{-0.0}	0.1 ^{+3.4} _{-0.0}	0.0 ^{+4.7} _{-0.0}	58.6 ^{+6.6} _{-6.1}	0.0 ^{+0.8} _{-0.0}	3.5 ^{+1.5} _{-1.5}	0.0 ^{+0.9} _{-0.0}
...	6.0 μm	2.0 ^{+1.1} _{-0.0}	0.0 ^{+0.0} _{-0.0}	0.0 ^{+0.0} _{-0.0}	5.4 ^{+1.9} _{-0.0}	5.3 ^{+1.2} _{-0.9}	0.0 ^{+0.0} _{-0.0}	0.0 ^{+0.0} _{-0.0}	6.8 ^{+2.1} _{-1.3}
Sz50	0.1 μm	64.1 ^{+10.9} _{-18.6}	4.5 ^{+3.1} _{-2.7}	1.7 ^{+4.5} _{-1.2}	2.3 ^{+4.6} _{-0.0}	25.6 ^{+515.7} _{-0.0}	0.0 ^{+56.8} _{-0.0}	4.5 ^{+163.4} _{-0.0}	1.7 ^{+89.9} _{-0.0}
...	1.5 μm	5.5 ^{+2.5} _{-1.2}	10.0 ^{+2.3} _{-2.9}	8.9 ^{+1.9} _{-3.4}	0.0 ^{+1.3} _{-0.0}	8.3 ^{+141.2} _{-0.0}	13.0 ^{+426.3} _{-0.0}	0.0 ^{+63.2} _{-0.0}	9.9 ^{+320.1} _{-0.0}
...	6.0 μm	0.0 ^{+1.8} _{-0.0}	0.0 ^{+0.0} _{-0.0}	0.0 ^{+0.0} _{-0.0}	3.0 ^{+3.6} _{-0.0}	19.7 ^{+338.9} _{-0.0}	0.0 ^{+0.0} _{-0.0}	0.0 ^{+0.0} _{-0.0}	17.3 ^{+551.4} _{-0.0}
Sz52	0.1 μm	1.5 ^{+2.6} _{-0.7}	2.4 ^{+1.1} _{-0.0}	0.0 ^{+0.6} _{-0.0}	1.2 ^{+1.1} _{-0.5}	23.6 ^{+9.4} _{-9.3}	16.9 ^{+8.5} _{-8.2}	2.1 ^{+8.0} _{-3.2}	0.0 ^{+6.0} _{-0.6}
...	1.5 μm	52.8 ^{+17.6} _{-12.4}	5.9 ^{+4.8} _{-4.4}	7.0 ^{+3.6} _{-4.3}	0.7 ^{+5.0} _{-0.0}	42.6 ^{+14.0} _{-14.6}	0.0 ^{+10.1} _{-0.0}	0.0 ^{+6.5} _{-0.0}	0.0 ^{+3.6} _{-0.0}
...	6.0 μm	10.0 ^{+5.7} _{-4.9}	0.0 ^{+0.0} _{-0.0}	0.0 ^{+0.0} _{-0.0}	18.4 ^{+7.4} _{-12.3}	13.3 ^{+4.5} _{-4.4}	0.0 ^{+0.0} _{-0.0}	0.0 ^{+0.0} _{-0.0}	1.6 ^{+1.7} _{-1.3}
Sz62	0.1 μm	0.0 ^{+3.4} _{-0.0}	3.9 ^{+1.2} _{-0.8}	0.0 ^{+1.1} _{-0.0}	5.2 ^{+1.7} _{-1.3}	9.9 ^{+5.2} _{-2.0}	0.0 ^{+2.3} _{-0.0}	6.3 ^{+4.8} _{-3.9}	0.2 ^{+6.5} _{-0.3}
...	1.5 μm	24.1 ^{+4.1} _{-4.6}	7.3 ^{+3.4} _{-4.2}	19.3 ^{+3.5} _{-5.1}	0.6 ^{+3.3} _{-0.0}	58.5 ^{+22.0} _{-14.8}	10.8 ^{+14.4} _{-4.3}	0.0 ^{+6.3} _{-0.0}	0.6 ^{+6.5} _{-0.0}
...	6.0 μm	36.0 ^{+3.9} _{-8.2}	0.0 ^{+0.0} _{-0.0}	0.0 ^{+0.0} _{-0.0}	3.6 ^{+2.9} _{-3.0}	3.9 ^{+9.1} _{-0.0}	0.0 ^{+0.0} _{-0.0}	0.0 ^{+0.0} _{-0.0}	9.8 ^{+4.4} _{-3.5}
Sz73	0.1 μm	12.1 ^{+3.1} _{-1.6}	2.4 ^{+1.2} _{-0.0}	0.0 ^{+1.3} _{-0.0}	0.0 ^{+1.1} _{-0.0}	10.4 ^{+2.2} _{-2.0}	5.5 ^{+3.9} _{-3.0}	0.0 ^{+1.0} _{-0.0}	3.2 ^{+2.1} _{-2.2}
...	1.5 μm	46.2 ^{+10.0} _{-9.9}	3.2 ^{+2.1} _{-1.6}	4.3 ^{+3.1} _{-2.4}	0.0 ^{+1.4} _{-0.0}	44.7 ^{+5.2} _{-7.6}	7.9 ^{+2.5} _{-3.5}	0.0 ^{+1.4} _{-0.0}	4.7 ^{+3.1} _{-2.5}
...	6.0 μm	25.2 ^{+3.1} _{-4.8}	0.0 ^{+0.0} _{-0.0}	0.0 ^{+0.0} _{-0.0}	6.6 ^{+5.0} _{-2.7}	11.3 ^{+4.0} _{-1.7}	0.0 ^{+0.0} _{-0.0}	0.0 ^{+0.0} _{-0.0}	12.3 ^{+4.0} _{-4.2}

TABLE B.4: continued.

Starname	Size	Warm component				Cold component			
		Am %	For %	Ens %	Sil %	Am %	For %	Ens %	%
Sz76	0.1 μm	6.1 ^{+2.2} _{-0.7}	0.7 ^{+1.1} _{-0.0}	0.0 ^{+0.4} _{-0.0}	0.5 ^{+1.0} _{-0.0}	16.9 ^{+11.5} _{-0.0}	3.7 ^{+3.6} _{-0.0}	0.0 ^{+1.3} _{-0.0}	14.3 ^{+8.2} _{-7.8}
	1.5 μm	27.9 ^{+7.3} _{-7.2}	7.9 ^{+2.4} _{-2.4}	0.0 ^{+1.5} _{-0.0}	0.0 ^{+1.6} _{-0.0}	6.6 ^{+7.3} _{-0.0}	0.0 ^{+2.3} _{-0.0}	1.5 ^{+1.8} _{-0.0}	17.2 ^{+5.4} _{-9.4}
	6.0 μm	38.8 ^{+6.9} _{-7.4}	0.0 ^{+0.0} _{-0.0}	0.0 ^{+0.0} _{-0.0}	18.2 ^{+9.0} _{-4.3}	19.0 ^{+4.8} _{-4.4}	0.0 ^{+0.0} _{-0.0}	0.0 ^{+0.0} _{-0.0}	20.8 ^{+8.9} _{-7.6}
	0.1 μm	37.2 ^{+3.6} _{-2.7}	4.6 ^{+1.2} _{-2.4}	2.1 ^{+1.8} _{-1.2}	0.0 ^{+1.0} _{-0.0}	24.5 ^{+4.4} _{-3.0}	15.3 ^{+3.2} _{-2.1}	3.1 ^{+1.7} _{-1.3}	0.8 ^{+1.6} _{-0.0}
TW Cha	1.5 μm	38.4 ^{+6.0} _{-7.1}	0.0 ^{+1.1} _{-0.0}	8.7 ^{+1.8} _{-3.1}	0.0 ^{+0.9} _{-0.0}	23.8 ^{+3.3} _{-2.8}	5.6 ^{+1.9} _{-1.5}	2.3 ^{+3.3} _{-0.0}	1.0 ^{+1.6} _{-0.0}
	6.0 μm	1.3 ^{+1.1} _{-0.0}	0.0 ^{+0.0} _{-0.0}	0.0 ^{+0.0} _{-0.0}	7.8 ^{+1.5} _{-0.0}	23.6 ^{+2.8} _{-1.9}	0.0 ^{+0.0} _{-0.0}	0.0 ^{+0.0} _{-0.0}	0.0 ^{+1.4} _{-0.0}
	0.1 μm	66.7 ^{+12.0} _{-6.3}	2.7 ^{+4.2} _{-0.0}	0.0 ^{+4.1} _{-0.0}	0.0 ^{+1.1} _{-0.0}	14.1 ^{+1.1} _{-1.9}	2.2 ^{+1.2} _{-1.1}	0.0 ^{+0.4} _{-0.0}	0.0 ^{+0.7} _{-0.0}
	1.5 μm	11.0 ^{+2.6} _{-0.0}	5.8 ^{+3.8} _{-4.0}	8.1 ^{+3.5} _{-0.0}	0.4 ^{+3.7} _{-0.0}	68.0 ^{+4.8} _{-8.9}	1.1 ^{+1.7} _{-0.7}	0.0 ^{+1.0} _{-0.0}	1.8 ^{+2.4} _{-0.0}
V710 Tau	6.0 μm	3.6 ^{+5.1} _{-0.0}	0.0 ^{+0.0} _{-0.0}	0.0 ^{+0.0} _{-0.0}	1.6 ^{+5.4} _{-0.0}	7.8 ^{+0.8} _{-1.8}	0.0 ^{+0.0} _{-0.0}	0.0 ^{+0.0} _{-0.0}	4.9 ^{+0.9} _{-1.3}
	0.1 μm	14.8 ^{+3.9} _{-3.0}	3.7 ^{+2.4} _{-0.9}	0.0 ^{+2.6} _{-0.0}	1.1 ^{+2.3} _{-0.0}	10.1 ^{+7.3} _{-2.1}	16.9 ^{+18.1} _{-4.9}	0.0 ^{+2.1} _{-0.0}	1.6 ^{+2.9} _{-0.0}
	1.5 μm	17.9 ^{+4.2} _{-3.8}	8.4 ^{+3.1} _{-3.1}	18.2 ^{+3.1} _{-3.3}	2.3 ^{+2.6} _{-1.4}	0.0 ^{+3.4} _{-0.0}	13.3 ^{+15.2} _{-4.4}	22.0 ^{+23.5} _{-7.0}	10.6 ^{+12.4} _{-4.0}
	6.0 μm	21.4 ^{+6.1} _{-5.6}	0.0 ^{+0.0} _{-0.0}	0.0 ^{+0.0} _{-0.0}	12.2 ^{+2.3} _{-3.4}	13.9 ^{+7.9} _{-2.3}	0.0 ^{+0.0} _{-0.0}	0.0 ^{+0.0} _{-0.0}	11.7 ^{+13.7} _{-4.8}
VW Cha	0.1 μm	4.6 ^{+2.0} _{-0.6}	2.3 ^{+1.2} _{-0.0}	0.3 ^{+0.4} _{-0.1}	0.0 ^{+0.3} _{-0.0}	8.9 ^{+130.1} _{-0.0}	10.5 ^{+83.5} _{-0.0}	4.7 ^{+46.6} _{-0.0}	6.1 ^{+54.3} _{-0.0}
	1.5 μm	28.6 ^{+4.1} _{-3.9}	3.2 ^{+1.9} _{-1.8}	4.7 ^{+2.0} _{-1.6}	0.6 ^{+0.8} _{-0.0}	23.8 ^{+232.1} _{-0.0}	0.0 ^{+94.4} _{-0.0}	13.6 ^{+112.3} _{-0.0}	13.3 ^{+132.8} _{-0.0}
	6.0 μm	43.4 ^{+6.5} _{-7.2}	0.0 ^{+0.0} _{-0.0}	0.0 ^{+0.0} _{-0.0}	12.3 ^{+2.4} _{-3.9}	11.8 ^{+108.7} _{-0.0}	0.0 ^{+0.0} _{-0.0}	0.0 ^{+0.0} _{-0.0}	7.3 ^{+116.2} _{-0.0}
	0.1 μm	7.7 ^{+5.9} _{-1.9}	2.4 ^{+1.8} _{-0.8}	2.6 ^{+3.3} _{-0.7}	0.0 ^{+1.1} _{-0.0}	3.7 ^{+12.2} _{-0.9}	11.3 ^{+3.4} _{-11.8}	0.0 ^{+4.4} _{-0.0}	18.0 ^{+19.5} _{-6.9}
VZ Cha	1.5 μm	55.0 ^{+9.9} _{-18.3}	8.1 ^{+4.9} _{-4.1}	8.0 ^{+5.2} _{-3.7}	1.7 ^{+3.1} _{-0.8}	18.8 ^{+15.8} _{-5.2}	0.0 ^{+16.2} _{-0.0}	13.4 ^{+16.4} _{-3.8}	3.1 ^{+5.1} _{-0.7}
	6.0 μm	3.8 ^{+5.9} _{-0.2}	0.0 ^{+0.0} _{-0.0}	0.0 ^{+0.0} _{-0.0}	10.7 ^{+2.7} _{-2.5}	25.6 ^{+13.0} _{-4.6}	0.0 ^{+0.0} _{-0.0}	0.0 ^{+0.0} _{-0.0}	6.3 ^{+14.9} _{-2.0}
	0.1 μm	1.6 ^{+2.6} _{-0.0}	1.7 ^{+0.8} _{-0.0}	0.0 ^{+0.7} _{-0.0}	1.6 ^{+1.9} _{-0.0}	19.6 ^{+6.2} _{-4.6}	7.8 ^{+3.8} _{-3.9}	0.0 ^{+3.9} _{-0.0}	8.0 ^{+3.3} _{-5.4}
	1.5 μm	56.1 ^{+8.6} _{-9.8}	3.8 ^{+2.6} _{-2.5}	2.9 ^{+2.6} _{-1.7}	0.7 ^{+1.6} _{-0.0}	32.5 ^{+7.6} _{-7.8}	0.0 ^{+7.1} _{-0.0}	5.6 ^{+4.3} _{-3.0}	9.9 ^{+4.7} _{-5.4}
XX Cha	6.0 μm	23.7 ^{+4.4} _{-5.0}	0.0 ^{+0.0} _{-0.0}	0.0 ^{+0.0} _{-0.0}	7.8 ^{+3.5} _{-2.2}	11.0 ^{+3.1} _{-3.0}	0.0 ^{+0.0} _{-0.0}	0.0 ^{+0.0} _{-0.0}	5.7 ^{+4.3} _{-2.9}
	0.1 μm	16.6 ^{+5.7} _{-3.0}	2.4 ^{+2.2} _{-1.4}	0.0 ^{+4.1} _{-0.0}	2.7 ^{+4.8} _{-0.6}	13.9 ^{+11.3} _{-8.9}	0.0 ^{+5.7} _{-0.0}	12.0 ^{+10.3} _{-10.5}	11.4 ^{+3.7} _{-9.1}

TABLE B.4: continued.

Starname	Size	Warm component				Cold component			
		Am %	For %	Ens %	Sil %	Am %	For %	Ens %	%
...	1.5 μm	$22.0^{+8.2}_{-7.0}$	$14.2^{+9.6}_{-3.6}$	$11.5^{+11.6}_{-4.0}$	$7.6^{+10.8}_{-3.8}$	$12.3^{+13.0}_{-6.0}$	$11.9^{+9.5}_{-9.7}$	$26.0^{+15.3}_{-16.7}$	$0.5^{+7.6}_{-0.0}$
...	6.0 μm	$3.2^{+10.8}_{-0.0}$	$0.0^{+0.0}_{-0.0}$	$0.0^{+0.0}_{-0.0}$	$19.8^{+7.2}_{-13.7}$	$11.9^{+5.5}_{-5.2}$	$0.0^{+0.0}_{-0.0}$	$0.0^{+0.0}_{-0.0}$	$0.0^{+3.1}_{-0.0}$

ANNEXE C

Spectres Spitzer - IRS & spectres modélisés

FIGURE C.1 – Spitzer/IRS spectra of young stars in the Perseus cloud, in units of Jy. Gray areas correspond to $3\text{-}\sigma$ uncertainties as estimated in Sec. 2.2.4. Sources are sorted by increasing Right Ascension. Red color is for SL module, orange for SH, blue for LL and dark purple for LH.

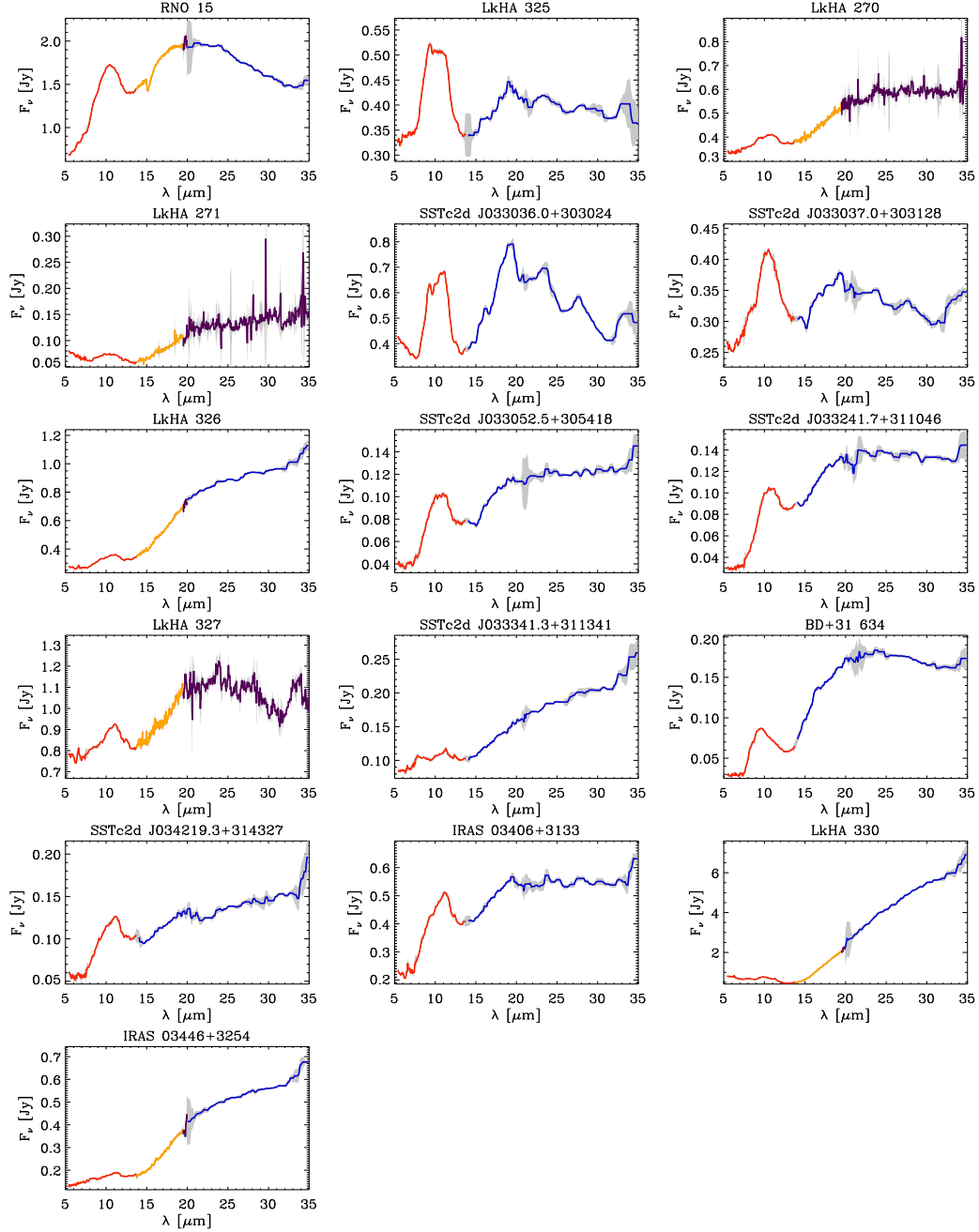


FIGURE C.2 – Same as Fig. C.1 but for the Taurus star sample

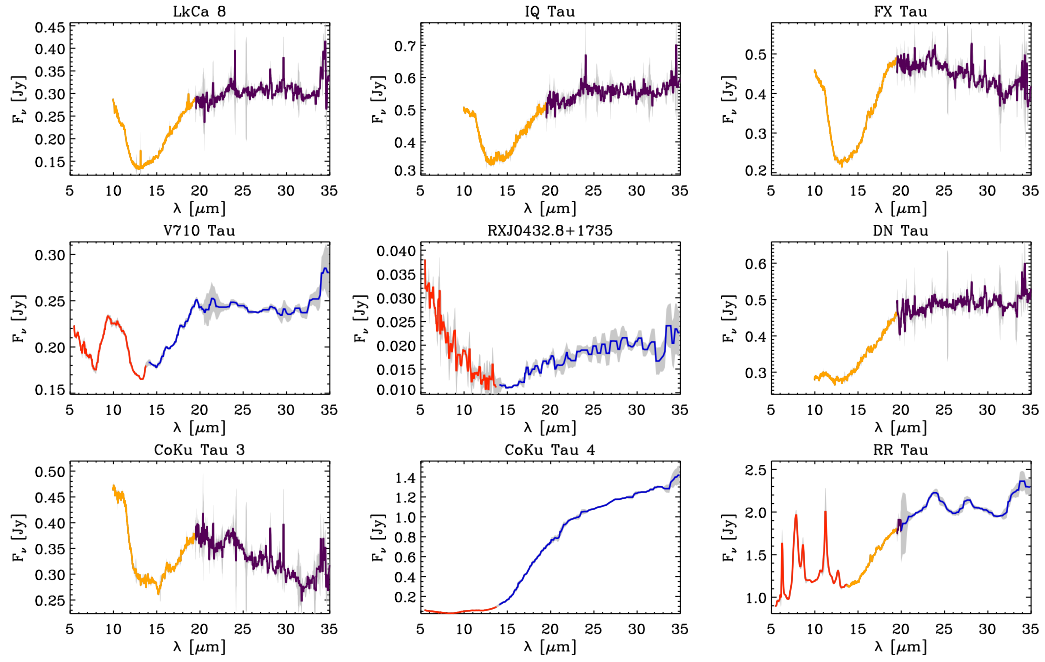


FIGURE C.3 – Same as Fig. C.1 but for the Chamaleon star sample.

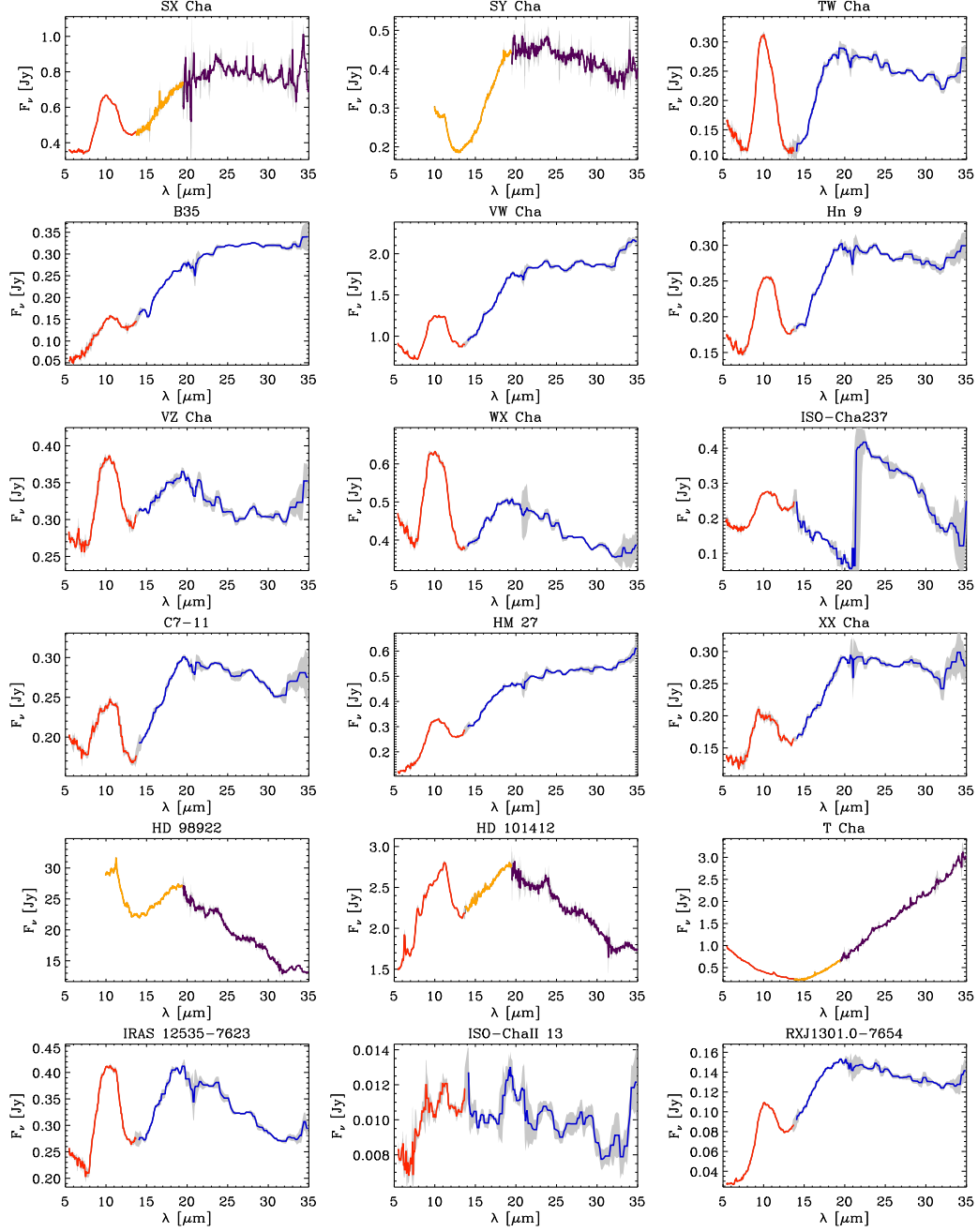


FIGURE C.4 – Spitzer/IRS spectra for the Chamaleon sample : continued

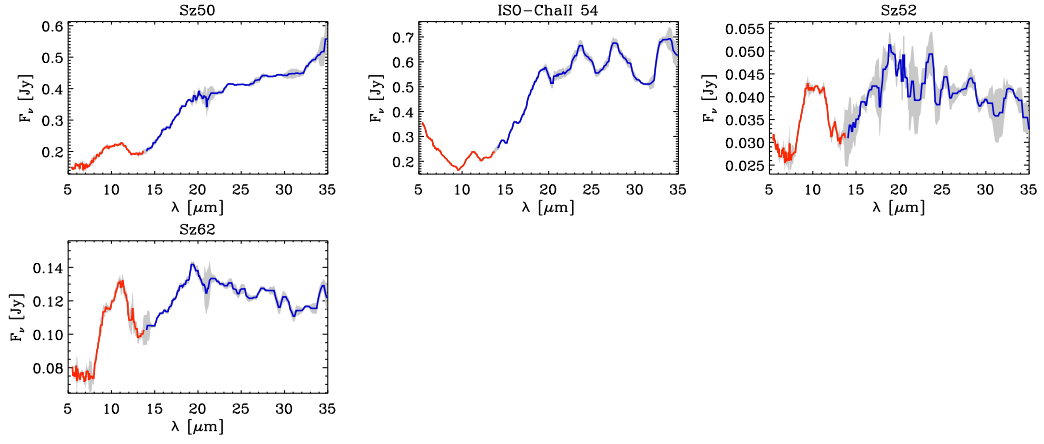


FIGURE C.5 – Same as Fig. C.1 but for the Lupus star sample

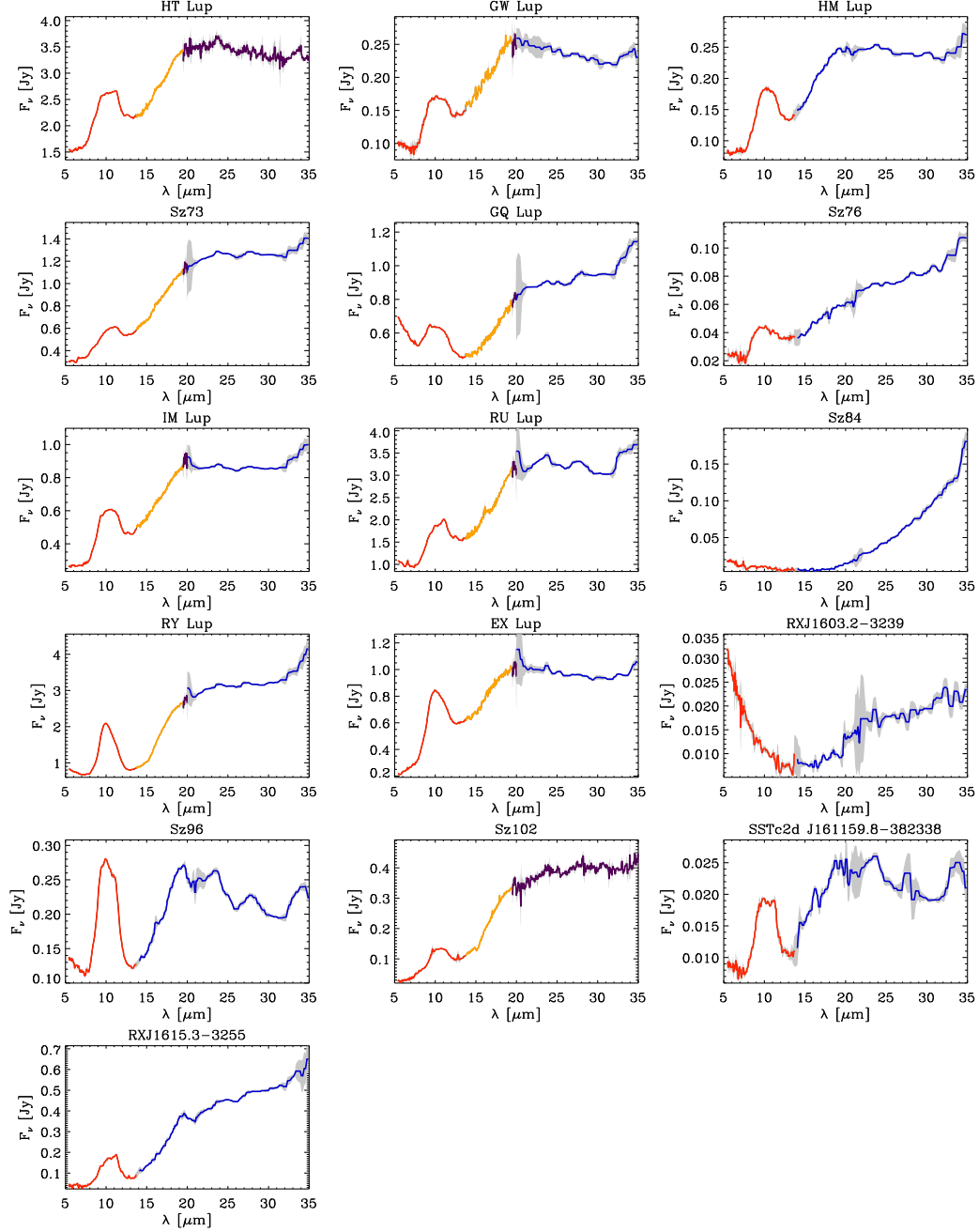


FIGURE C.6 – Same as Fig. C.1 but for the Ophiuchus star sample.

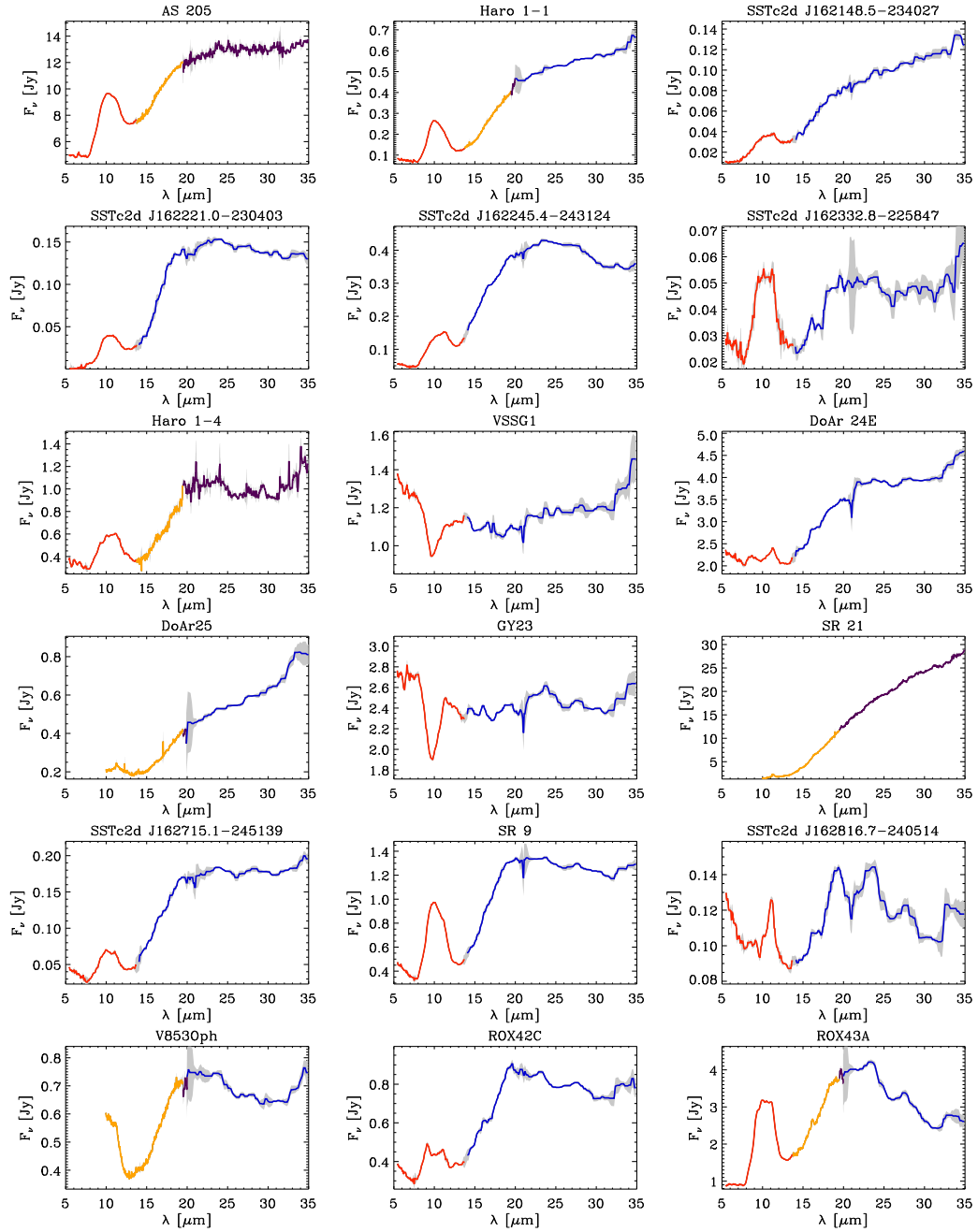


FIGURE C.7 – Spitzer/IRS spectra for the Ophiuchus sample : continued

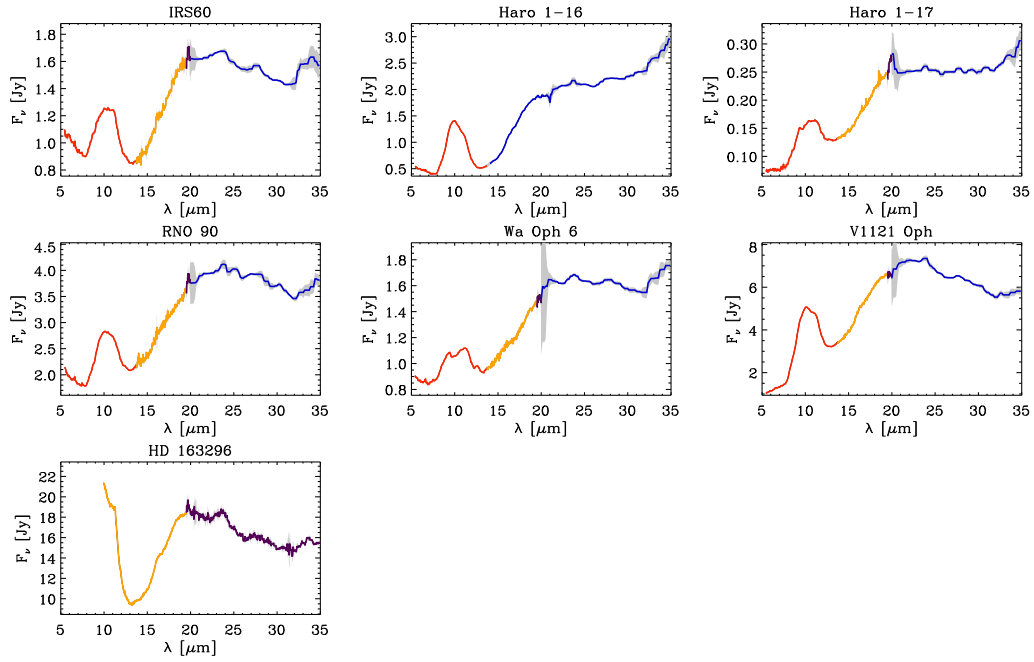


FIGURE C.8 – Same as Fig. C.1 but for the Serpens star sample.

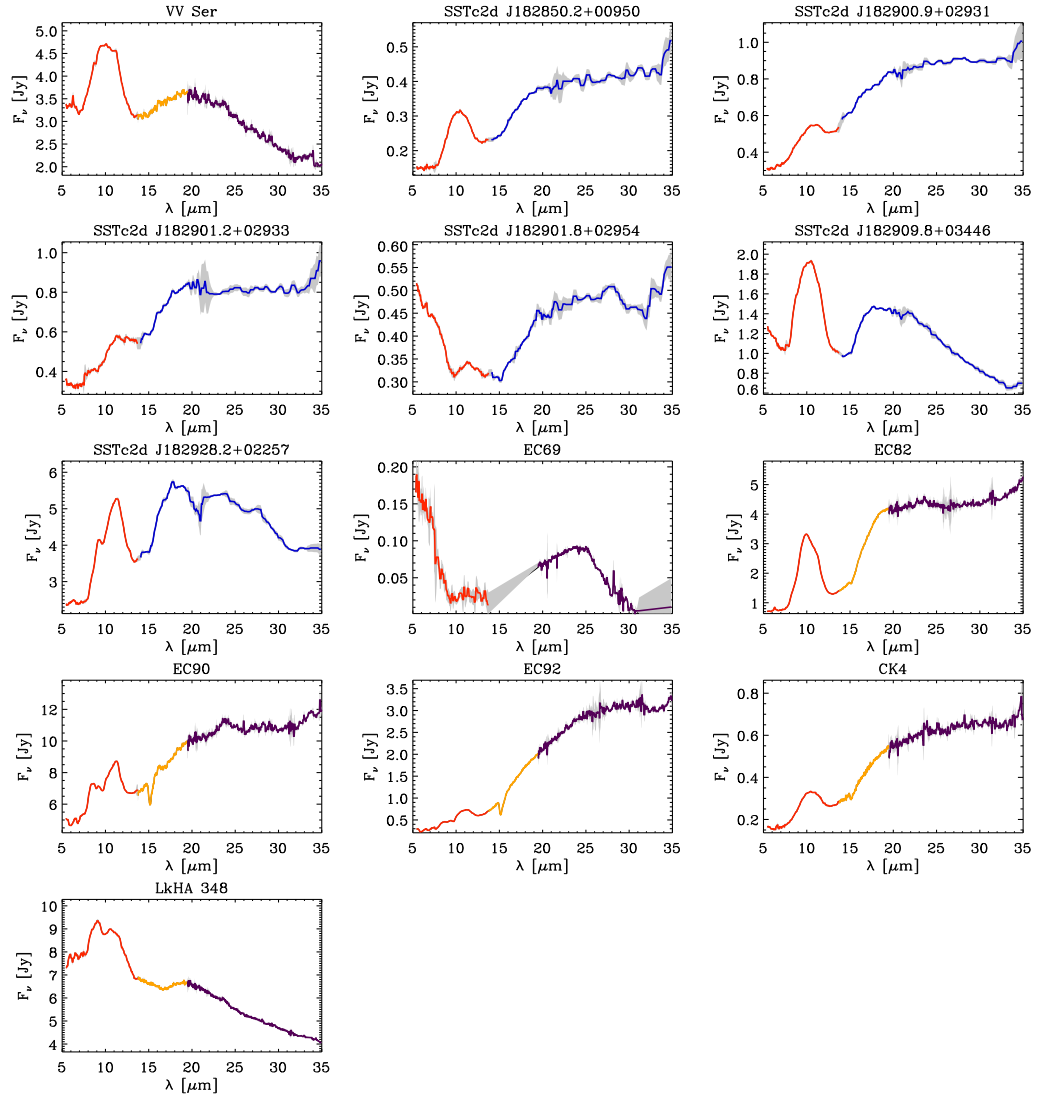


FIGURE C.9 – Same as Fig. C.1 but for the 3 isolated stars in our sample

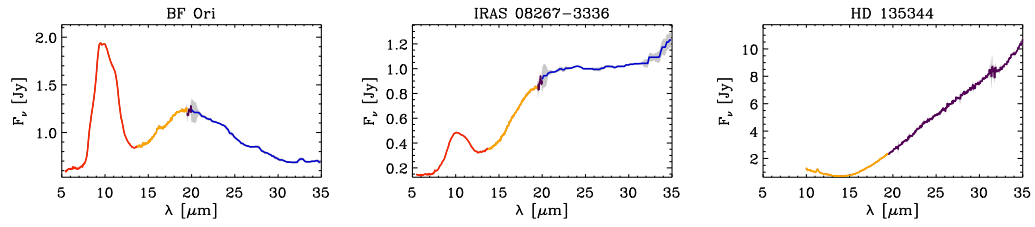


FIGURE C.10 – Same as Fig. C.1 but for the 4 objects with spectra similar to C-rich and O-rich AGB stars

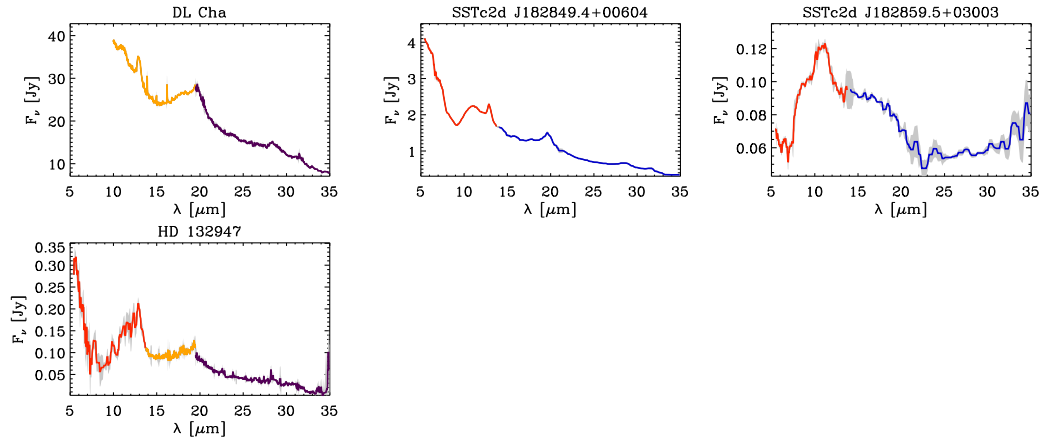


FIGURE C.11 – Fits to the 58 objects using the B2C procedure.

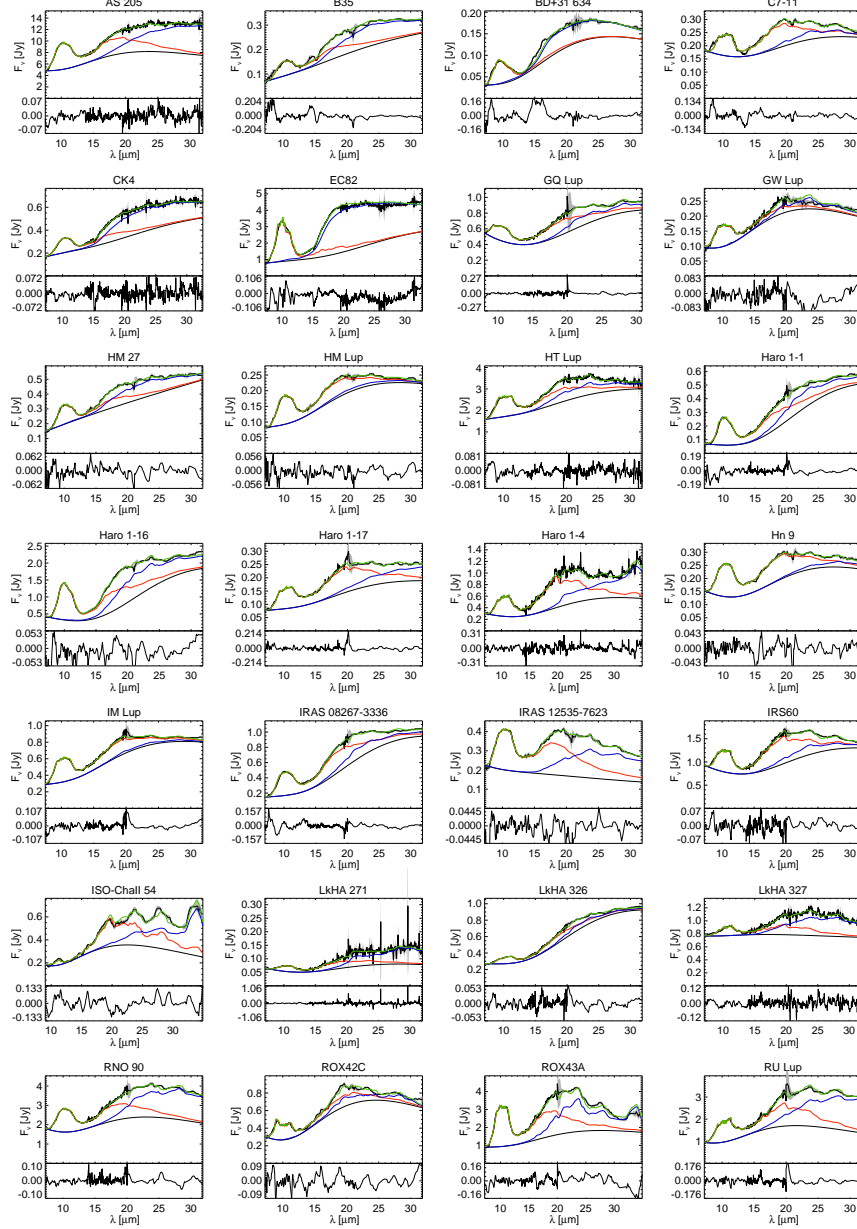


FIGURE C.12 – Continued

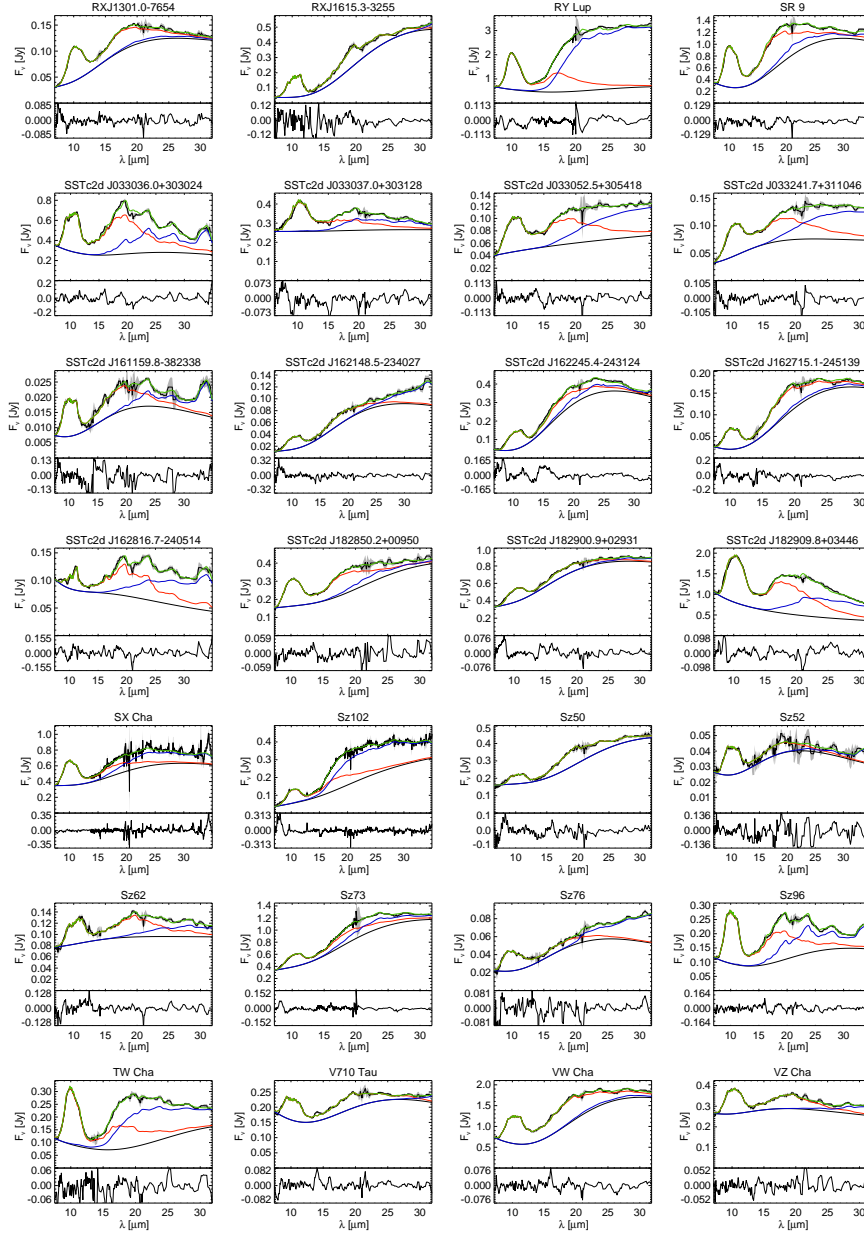
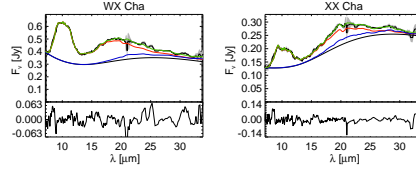


FIGURE C.13 – Continued



Bibliographie

- Ábrahám, P., Juhász, A., Dullemond, C. P., et al. 2009, *Nature*, 459, 224–96
- Acke, B. & van den Ancker, M. E. 2004, *A&A*, 426, 151–32, 143
- Adams, F. C., Lada, C. J., & Shu, F. H. 1987, *ApJ*, 312, 788–5, 6
- Alcala, J. M., Covino, E., Franchini, M., et al. 1993, *A&A*, 272, 225–124
- Alcala, J. M., Krautter, J., Schmitt, J. H. M. M., et al. 1995, *A&AS*, 114, 109–172
- Alexander, R. D., Clarke, C. J., & Pringle, J. E. 2006, *MNRAS*, 369, 229–6, 114
- Andre, P. & Montmerle, T. 1994, *ApJ*, 420, 837–7
- Andrews, S. M. & Williams, J. P. 2007, *ApJ*, 659, 705–172
- Apai, D., Pascucci, I., Bouwman, J., et al. 2005, *Science*, 310, 834–74, 133, 143
- Baraffe, I., Chabrier, G., Allard, F., & Hauschildt, P. H. 2002, *A&A*, 382, 563–4, 5
- Beichman, C. A., Bryden, G., Gautier, T. N., et al. 2005, *ApJ*, 626, 1061–146
- Bohren, C. F., Huffman, D. R., & Kam, Z. 1983, *Nature*, 306, 625–14
- Born, M. & Wolf, E. 1964, *Principles of Optics*, ed. P. Press (Pergamon Press) 106
- Boss, A. P. 1997, *Science*, 276, 1836–2
- Bouwman, J., Henning, T., Hillenbrand, L. A., et al. 2008, *ApJ*, 683, 479–33, 41, 48, 49, 60, 74, 76, 85, 86, 91, 100
- Bouwman, J., Meeus, G., de Koter, A., et al. 2001, *A&A*, 375, 950–26, 45, 63, 74, 76, 143
- Bouy, H., Huélamo, N., Pinte, C., et al. 2008, *A&A*, 486, 877–33, 66, 74, 77, 131, 135
- Brown, J. M., Blake, G. A., Dullemond, C. P., et al. 2007, *ApJ*, 664, L107–49, 83, 110, 111, 112, 114, 115, 121, 122, 147, 149, 150
- Brown, J. M., Blake, G. A., Qi, C., et al. 2009, *ApJ*, 704, 496–113, 115
- Casanova, S., Montmerle, T., Feigelson, E. D., & Andre, P. 1995, *ApJ*, 439, 752–98
- Ceccarelli, C., Castets, A., Caux, E., et al. 2000, *A&A*, 355, 1129–139
- Chen, H., Grenfell, T. G., Myers, P. C., & Hughes, J. D. 1997, *ApJ*, 478, 295–172
- Chiang, E. I. & Goldreich, P. 1997, *ApJ*, 490, 368–24

- Chihara, H., Koike, C., Tsuchiyama, A., Tachibana, S., & Sakamoto, D. 2002, *A&A*, 391, 267–49
- Ciesla, F. J. 2009, *Icarus*, 200, 655–26, 30, 65, 95
- Crimier, N., Ceccarelli, C., Maret, S., et al. 2009 137, 138
- Crovisier, J., Leech, K., Bockelee-Morvan, D., et al. 1997, *Science*, 275, 1904–31
- D’Alessio, P., Calvet, N., Hartmann, L., Franco-Hernández, R., & Servín, H. 2006, *ApJ*, 638, 314–43
- Davoisne, C., Djouadi, Z., Leroux, H., et al. 2006, *A&A*, 448, L1–60
- Desch, S. J. & Connolly, Jr., H. C. 2002, *Meteoritics and Planetary Science*, 37, 183–32, 66, 95
- Dominik, C., Dullemond, C. P., Waters, L. B. F. M., & Walch, S. 2003, *A&A*, 398, 607–49
- Dorschner, J., Begemann, B., Henning, T., Jaeger, C., & Mutschke, H. 1995, *A&A*, 300, 503–56, 75
- Draine, B. T. & Lee, H. M. 1984, *ApJ*, 285, 89–122
- Dullemond, C. P. & Dominik, C. 2004, *A&A*, 421, 1075–7
- . 2005, *A&A*, 434, 971–7, 60, 62
- . 2008, *A&A*, 487, 205–26, 43, 49
- Dullemond, C. P., Dominik, C., & Natta, A. 2001, *ApJ*, 560, 957–112
- Eisner, J. A., Monnier, J. D., Tuthill, P., & Lacour, S. 2009, *ApJ*, 698, L169–114, 118, 129
- Evans, N. J., Dunham, M. M., Jørgensen, J. K., et al. 2009, *ApJS*, 181, 321–24, 25, 34, 35
- Evans, II, N. J., Allen, L. E., Blake, G. A., et al. 2003, *PASP*, 115, 965–24, 29, 33
- Fabian, D., Henning, T., Jäger, C., et al. 2001, *A&A*, 378, 228–40, 41
- Feigelson, E. D., Casanova, S., Montmerle, T., & Guibert, J. 1993, *ApJ*, 416, 623–98
- Frink, S., Roeser, S., Alcalá, J. M., Covino, E., & Brandner, W. 1998, *A&A*, 338, 442–125
- Fromang, S. & Nelson, R. P. 2009, *A&A*, 496, 597–26, 62, 63, 149
- Furlan, E., Hartmann, L., Calvet, N., et al. 2006, *ApJS*, 165, 568–33

- Gail, H. 2004a, *A&A*, 413, 571–76
- Gail, H.-P. 1998, *A&A*, 332, 1099–2, 31
- . 2004b, *A&A*, 413, 571–39
- Geers, V. C. 2007, PhD thesis, Leiden Observatory, Leiden University, P.O. Box 9513, 2300 RA Leiden, The Netherlands 43
- Geers, V. C., Augereau, J.-C., Pontoppidan, K. M., et al. 2006, *A&A*, 459, 545–26, 33, 42, 43, 114
- Getman, K. V., Feigelson, E. D., Townsley, L., et al. 2002, *ApJ*, 575, 354–98
- Giardino, G., Favata, F., Micela, G., Sciortino, S., & Winston, E. 2007, *A&A*, 463, 275–98
- Glauser, A. M., Guedel, M., Watson, D. M., et al. 2009, *ArXiv e-prints* 31, 72, 96, 134
- Güdel, M., Skinner, S. L., Mel’Nikov, S. Y., et al. 2007, *A&A*, 468, 529–98
- Guieu, S., Pinte, C., Monin, J.-L., et al. 2007, *A&A*, 465, 855–133
- Hallenbeck, S. L., Nuth, J. A., & Daukantaitis, P. L. 1998, *Icarus*, 131, 198–96
- Hallenbeck, S. L., Nuth, III, J. A., & Nelson, R. N. 2000, *ApJ*, 535, 247–60
- Harker, D. E. & Desch, S. J. 2002, *ApJ*, 565, L109–32
- Harker, D. E., Woodward, C. E., Wooden, D. H., Fisher, R. S., & Trujillo, C. A. 2007, *Icarus*, 190, 432–31
- Hauschildt, P. H., Allard, F., & Baron, E. 1999, *ApJ*, 512, 377–147
- Henning, T., Il’In, V. B., Krivova, N. A., Michel, B., & Voshchinnikov, N. V. 1999, *A&AS*, 136, 405–14
- Henning, T. & Meeus, G. 2009, *ArXiv e-prints* 165
- Henning, T. & Mutschke, H. 1997, *A&A*, 327, 743–75
- Herbig, G. H. & Bell, K. R. 1988, Third catalog of emission-line stars of the Orion population., ed. G. H. Herbig & K. R. Bell 172
- Honda, M., Kataza, H., Okamoto, Y. K., et al. 2003, *ApJ*, 585, L59–26, 32
- . 2006, *ApJ*, 646, 1024–63
- Houck, J. R., Roellig, T. L., van Cleve, J., et al. 2004, *ApJS*, 154, 18–20
- Hughes, J. & Hartigan, P. 1992, *AJ*, 104, 680–172

- Ireland, M. J. & Kraus, A. L. 2008, *ApJ*, 678, L59–114
- Jaeger, C., Molster, F. J., Dorschner, J., et al. 1998, *A&A*, 339, 904–48, 56, 76
- Jones, A. P., Tielens, A. G. G. M., & Hollenbach, D. J. 1996, *ApJ*, 469, 740–2, 3
- Jørgensen, J. K., Lahuis, F., Schöier, F. L., et al. 2005, *ApJ*, 631, L77–139
- Juhász, A., Henning, T., Bouwman, J., et al. 2009, *ApJ*, 695, 1024–76
- Kalas, P., Graham, J. R., Chiang, E., et al. 2008, *Science*, 322, 1345–145
- Keller, C. & Gail, H.-P. 2004, *A&A*, 415, 1177–30, 65, 95
- Keller, L. P., Hony, S., Bradley, J. P., et al. 2002, *Nature*, 417, 148–40
- Kemper, F., Vriend, W. J., & Tielens, A. G. G. M. 2004, *ApJ*, 609, 826–2
- . 2005, *ApJ*, 633, 534–73
- Kervella, P., Mérand, A., Pichon, B., et al. 2008, *A&A*, 488, 667–107
- Kessler-Silacci, J., Augereau, J.-C., Dullemond, C. P., et al. 2006, *ApJ*, 639, 275–23, 24, 26, 33, 42, 45, 47, 64, 74, 75, 77, 96, 98, 143, 172
- Kessler-Silacci, J. E., Dullemond, C. P., Augereau, J.-C., et al. 2007, *ApJ*, 659, 680–47, 65, 74
- Kimura, Y., Miyazaki, Y., Kumamoto, A., Saito, M., & Kaito, C. 2008, *ApJ*, 680, L89–66
- Klahr, H. & Bodenheimer, P. 2006, *ApJ*, 639, 432–8
- Koike, C., Chihara, H., Tsuchiyama, A., et al. 2003, *A&A*, 399, 1101–41, 49
- Koike, C., Tsuchiyama, A., Shibai, H., et al. 2000, *A&A*, 363, 1115–29, 38, 40
- Krautter, J., Wichmann, R., Schmitt, J. H. M. M., et al. 1997, *A&AS*, 123, 329–172
- Lada, C. J. 1987, in *IAU Symposium, Vol. 115, Star Forming Regions*, ed. M. Peimbert & J. Jugaku, 1–17–5
- Lagrange, A.-M., Gratadour, D., Chauvin, G., et al. 2009, *A&A*, 493, L21–145
- Lahuis, F., Kessler-Silacci, J. E., Evans, N. J., I., et al. 2006, *c2d Spectroscopy Explanatory Supplement*, Tech. rep., Pasadena : Spitzer Science Center–35, 141
- Lahuis, F., van Dishoeck, E. F., Blake, G. A., et al. 2007, *ApJ*, 665, 492–26, 33, 172
- Laibe, G., Gonzalez, J.-F., Fouchet, L., & Maddison, S. T. 2008, *A&A*, 487, 265–60, 62

- Lawson, W. A., Feigelson, E. D., & Huenemoerder, D. P. 1996, *MNRAS*, 280, 1071–172
- Lommen, D. J. P., van Dishoeck, E. F., Wright, C. M., et al. 2010, *ArXiv e-prints* 94
- Lopez, B., Antonelli, P., Wolf, S., et al. 2008, in *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, Vol. 7013, Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series 139
- Lovis, C., Mayor, M., Pepe, F., et al. 2006, *Nature*, 441, 305–147
- Malbet, F., Petrov, R. G., Tallon-Bosc, I., et al. 2003, in *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, Vol. 4838, Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, ed. W. A. Traub, 1163–1170 108
- Martin-Zaïdi, C., Habart, E., Augereau, J.-C., et al. 2009, *ApJ*, 695, 1302–136
- Masset, F. 2000, *A&AS*, 141, 165–147
- Mathis, J. S., Rumpl, W., & Nordsieck, K. H. 1977, *ApJ*, 217, 425–3
- Mathis, J. S. & Whiffen, G. 1989, *ApJ*, 341, 808–122
- McKeegan, K. D., Aléon, J., Bradley, J., et al. 2006, *Science*, 314, 1724–66, 67
- Merín, B., Augereau, J.-C., van Dishoeck, E. F., et al. 2007, *ApJ*, 661, 361–33, 74, 77, 134
- Merín, B., Oliveira, I., Brown, J. M., et al. 2009, *ApJ*, in prep 25, 27
- Min, M., Hovenier, J. W., & de Koter, A. 2005, *A&A*, 432, 909–15, 16, 48, 58, 76
- Min, M., Hovenier, J. W., Waters, L. B. F. M., & de Koter, A. 2008, *A&A*, 489, 135–31, 48, 63, 76
- Molster, F. J., Waters, L. B. F. M., & Tielens, A. G. G. M. 2002, *A&A*, 382, 222–29, 38
- Mordasini, C., Alibert, Y., & Benz, W. 2009, *A&A*, 501, 1139–2
- Mutschke, H., Min, M., & Tamanai, A. 2009, *ArXiv e-prints* 17
- Natta, A., Meyer, M. R., & Beckwith, S. V. W. 2000, *ApJ*, 534, 838–32
- Natta, A., Testi, L., Calvet, N., et al. 2007, in *Protostars and Planets V*, ed. B. Reipurth, D. Jewitt, & K. Keil, 767–781 62
- Nuth, J. A. & Johnson, N. M. 2006, *Icarus*, 180, 243–60
- Oliveira, I., Merín, B., Pontoppidan, K. M., et al. 2009, *ApJ*, 691, 672–172

- Oliveira, I., Pontoppidan, K. M., Merin, B., et al. 2010, ArXiv e-prints 74, 93
- Olofsson, J., Augereau, J. ., van Dishoeck, E. F., et al. 2009, ArXiv e-prints 31, 71, 72, 74, 75, 77, 83, 84, 85, 86, 87, 89, 93, 94, 95, 96, 98, 100, 102, 165
- Ozawa, H., Grosso, N., & Montmerle, T. 2005, A&A, 429, 963 98
- Padgett, D. L., Cieza, L., Stapelfeldt, K. R., et al. 2006, ApJ, 645, 1283 172
- Pinte, C., Ménard, F., Berger, J. P., Benisty, M., & Malbet, F. 2008a, ApJ, 673, L63 125, 126, 127
- Pinte, C., Ménard, F., Duchêne, G., & Bastien, P. 2006, A&A, 459, 797 120, 133
- Pinte, C., Padgett, D. L., Ménard, F., et al. 2008b, A&A, 489, 633 45, 115, 116, 125, 128, 135
- Pontoppidan, K. M., Blake, G. A., van Dishoeck, E. F., et al. 2008, ApJ, 684, 1323 113, 114, 115
- Press, W. H., Teukolsky, S. A., Vetterling, W. T., & Flannery, B. P. 1992, Numerical recipes in C. The art of scientific computing, ed. W. H. Press, S. A. Teukolsky, W. T. Vetterling, & B. P. Flannery 47
- Przygodda, F., van Boekel, R., Àbrahàm, P., et al. 2003, A&A, 412, L43 32
- Riaz, B. 2009, ApJ, 701, 571 31, 74, 77, 134
- Ricci, L., Testi, L., Natta, A., et al. 2010, A&A, 512, A15+ 95
- Robrade, J. & Schmitt, J. H. M. M. 2007, A&A, 461, 669 98
- Safronov, V. S. 1972, Evolution of the protoplanetary cloud and formation of the earth and planets., ed. V. S. Safronov 1
- Salyk, C., Pontoppidan, K. M., Blake, G. A., et al. 2008, ApJ, 676, L49 37
- Sargent, B. A., Forrest, W. J., Tayrien, C., et al. 2009, ApJS, 182, 477 27, 33, 41, 66, 77, 84, 89, 91, 98, 165
- Savitzky, A. & Golay, M. J. E. 1964, Analytical Chemistry, 36, 1627 37
- Schöier, F. L., Jørgensen, J. K., van Dishoeck, E. F., & Blake, G. A. 2002, A&A, 390, 1001 139
- . 2004, A&A, 418, 185 139
- Servoin, J. & Piriou, B. 1973, Phys. Stat. Sol. (b), 55, 677 48, 56, 76
- Sitko, M. L., Lynch, D. K., & Russell, R. W. 2000, AJ, 120, 2609 32
- Sloan, G. C., Kraemer, K. E., Goebel, J. H., & Price, S. D. 2003, ApJ, 594, 483 35

- Stelzer, B., Micela, G., & Neuhäuser, R. 2004, *A&A*, 423, 1029–98
- Takeuchi, T. & Lin, D. N. C. 2003, *ApJ*, 593, 524–65
- Tanaka, K. K., Yamamoto, T., & Kimura, H. 2010, *ArXiv e-prints* 95
- Tannirkulam, A., Monnier, J. D., Harries, T. J., et al. 2008, *ApJ*, 689, 513–128
- Tatulli, E. 2004, PhD thesis, Thèse de doctorat, Université de Grenoble. 117
- Terranegra, L., Morale, F., Spagna, A., Massone, G., & Lattanzi, M. G. 1999, *A&A*, 341, L79–125
- Toppani, A., Libourel, G., Robert, F., & Ghanbaja, J. 2006, *Geochim. Cosmochim. Acta*, 70, 5035–67
- Valenti, J. A., Fallon, A. A., & Johns-Krull, C. M. 2003, *ApJS*, 147, 305–35
- van Boekel, R., Min, M., Leinert, C., et al. 2004, *Nature*, 432, 479–32, 66, 143
- van Boekel, R., Min, M., Waters, L. B. F. M., et al. 2005, *A&A*, 437, 189–26, 63, 74, 98
- van Boekel, R., Waters, L. B. F. M., Dominik, C., et al. 2003, *A&A*, 400, L21–45, 47
- Varnière, P., Blackman, E. G., Frank, A., & Quillen, A. C. 2006, *ApJ*, 640, 1110–147
- Visser, R. & Dullemond, C. P. 2010, *ArXiv e-prints* 95
- Watson, D. 2009, in *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, ed. T. Henning, E. Grün, & J. Steinacker, Vol. 414, 77–+ 98
- Watson, D. M., Leisenring, J. M., Furlan, E., et al. 2009a, *ApJS*, 180, 84–33, 43, 45, 49, 65, 74, 86, 89, 90, 98, 102
- Watson, M. G., Schröder, A. C., Fyfe, D., et al. 2009b, *A&A*, 493, 339–96
- Weidenschilling, S. J. 1980, *Icarus*, 44, 172–73
- . 1997, *Icarus*, 127, 290–7
- Weingartner, J. C. & Draine, B. T. 2001, *ApJ*, 548, 296–3
- Wichmann, R., Krautter, J., Schmitt, J. H. M. M., et al. 1996, *A&A*, 312, 439–172
- Wooden, D., Desch, S., Harker, D., Gail, H.-P., & Keller, L. 2007, in *Protostars and Planets V*, ed. B. Reipurth, D. Jewitt, & K. Keil, 815–833 31, 39, 40
- Wooden, D. H., Butner, H. M., Harker, D. E., & Woodward, C. E. 2000, *Icarus*, 143, 126–67

Wooden, D. H., Harker, D. E., Woodward, C. E., et al. 1999, ApJ, 517, 1034–31, 67

Zolensky, M. E., Zega, T. J., Yano, H., et al. 2006, Science, 314, 1735–67